第 64 卷 第 3 期 天 文 学 报 Vol. 64 No. 3
2023 年 5 月 ACTA ASTRONOMICA SINICA May, 2023

doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2023.03.005

太阳大气中动力学阿尔文波的产生与加热研究进展*

向 梁[1†] 吴德金[2] 陈 玲[2]

(1 洛阳师范学院空间物理研究所 洛阳 471934)

(2 中国科学院紫金山天文台行星科学重点实验室 南京 210023)

摘要 动力学阿尔文波是垂直波长接近离子回旋半径或者电子惯性长度的色散阿尔文波. 由于波的尺度接近粒子的动力学尺度, 动力学阿尔文波在太阳和空间等离子体加热、加速等能化现象中起重要作用. 因此, 动力学阿尔文波通常被认为是日冕加热的候选者. 本研究工作深入、系统地调研了太阳大气中动力学阿尔文波的激发和耗散机制. 基于日冕等离子体环境, 介绍了几种常见的动力学阿尔文波激发机制: 温度各向异性不稳定性、场向电流不稳定性、电子束流不稳定性、密度非均匀不稳定性以及共振模式转换. 还介绍了太阳大气中动力学阿尔文波的耗散机制, 并讨论了这些耗散机制对黑子加热、冕环加热以及冕羽加热的影响. 不仅为认识太阳大气中动力学阿尔文波的驱动机制、动力学演化特征以及波粒相互作用提供合理的理论依据, 而且有助于揭示日冕等离子体中能量储存和释放、粒子加热等能化现象的微观物理机制.

关键词 太阳: 日冕, 太阳: 大气, 磁流体力学, 波动

中图分类号: P144; **文献标识码**: A

1 引言

日冕是太阳大气的最外层, 从过渡区的顶部向外延伸到几个太阳半径处[1]. 日冕由稀薄且完全电离的等离子体组成, 其中主要是电子、质子及高度电离的离子[2]. 太阳大气的温度在色球层大约一万度, 经过一个几百千米的过渡区后, 日冕的温度急剧增加至百万度[3–4]. 日冕等离子体在百万度的高温时, 会以各种方式损失能量, 如热传导、热辐射、太阳风等[5]. 因此, 必须输入与损失掉的能量相当的能量来维持平衡, 日冕才能保持这样的高温. 众所周知, 日冕加热的能量来源于太阳内部对流区的湍动能[6], 但是能量如何从对流区传输上来, 又是通过什么样的耗散机制转化为日冕等离子体的热能, 一直是太阳物理学领域的前沿和热点问题.

理论上, 许多的物理机制已经被用来解释日冕加热现象, 如声波加热、磁流体波加热、磁重联、快激波耗散、湍动加热、费米加热等[7–8]. Biermann[9]和Schwarzschild[10]提出太阳对流层中的湍流运动可以有效激发声波, 从而耗散能量并加热日冕. 由于太阳大气中存在强磁场, 声波加热日冕机制被磁声波取代. Boynton等[11]提出磁声波的激波耗散加热机制, 即光球层底部的足点运动激发磁声波, 当传播至色球层顶部变为激波, 激波面通过经

2022-10-24收到原稿, 2022-12-30收到修改稿

*国家自然科学基金项目(12103018)和河南省自然科学基金项目(232300421072)资助

†xiangliang@hunnu.edu.cn

典碰撞耗散能量. 然而, 磁声波在尚未到达日冕时就转变为激波, 无法有效加热日冕. Alfvén等[12]首次提出高温日冕可能是由于阿尔文波耗散引起. 该观点认为光球层的湍流运动有效产生阿尔文波, 其伴随的电流通过焦耳耗散加热日冕. 然而, Cowling[13]和Piddington[14]研究表明, 焦耳阻尼和粘性阻尼不足以耗散阿尔文波. 当等离子体波的波长接近米量级时, 等离子体波的能量耗散率才能弥补日冕的能量损失[15]. 因此, 阿尔文波的动力学效应必须考虑, 即动力学阿尔文波.

动力学阿尔文波是垂直波长接近质子回旋半径($\rho_{\rm i}$)或者电子惯性长度($\lambda_{\rm e}$)的色散阿尔文波[16]. 由于波的频率远小于质子回旋频率, 其平行波长通常远大于离子惯性长度, 这导致动力学阿尔文波在电磁偏振和传播方向上表现出明显的各向异性[17], 并在磁化等离子体的粒子能化现象和丝化结构现象中起重要作用. 由于垂直波长接近离子的动力学尺度, 动力学阿尔文波可以与离子发生相互作用, 从而直接进行能量交换[18]. 表1给出了阿尔文波与动力学阿尔文波的波动特性比较. 如表1所示, 对于平行传播的阿尔文波, 其平行波长远大于$\rho_{\rm i}$和$\lambda_{\rm e}$; 对于斜传播的阿尔文波, 其平行和垂直波长都远大于$\rho_{\rm i}$和$\lambda_{\rm e}$; 对于动力学阿尔文波, 其平行波长远大于$\rho_{\rm i}$和$\lambda_{\rm e}$, 但是其垂直波长接近$\rho_{\rm i}$或$\lambda_{\rm e}$[19–20]. 动力学阿尔文波的一个显著特征是具有平行于背景磁场方向的扰动电场, 使其在太阳和空间等离子体的加速和加热过程中起着至关重要的作用[21–22].

上世纪70年代, 基于等离子体动力论理论, Chen等[23–24]和Hasegawa等[25–26]首次研究了动力学阿尔文波的动力学极限, 即在$m_{\rm e}/m_{\rm p} < \beta < 1$的等离子体参数区间, 其中$m_{\rm e}$、$m_{\rm p}$和$\beta$分别表示电子质量、质子质量和等离子体热压与磁压之比. 在动力学极限情形下, 色散关系的修正主要由有限离子(离子声)回旋半径效应产生, 其色散关系表示如下

$$\omega^2 = \left[1 + \left(\frac{3}{4} + \frac{T_{\rm e}}{T_{\rm i}}\right) k_x^2 \rho_{\rm i}^2\right] k_z^2 v_{\rm A}^2 \,, \tag{1}$$

其中$T_{\rm e}$和$T_{\rm i}$分别表示电子温度和离子温度. 参量$k_x^2\rho_{\rm i}^2$来源于离子回旋半径效应的影响, $\frac{T_{\rm e}}{T_{\rm i}}$来源于电子热效应的影响. 随后, Goertz等[27]研究了动力学阿尔文波的惯性极限, 即在$\beta < m_{\rm e}/m_{\rm p}$的等离子体区间. 在惯性极限情形下, 色散关系的修正主要由有限电子惯性效应产生, 其色散关系表示如下

$$\omega^2 = \frac{k_z^2 v_{\rm A}^2}{1 + k_x^2 \lambda_{\rm e}^2} \,. \tag{2}$$

基于双流体理论, Wu[28]给出了同时存在离子回旋半径效应和电子惯性效应情形下动力学阿尔文波的完整色散关系

$$\omega^2 = \frac{1 + k_x^2 \rho_{\rm is}^2 + k_x^2 \rho_{\rm i}^2}{1 + k_x^2 \lambda_{\rm e}^2 + k_z^2 \lambda_{\rm i}^2} k_z^2 v_{\rm A}^2 \,. \tag{3}$$

在(3)式中, $k_x^2\rho_{\rm i}^2$和$k_z^2\lambda_{\rm i}^2$分别表示离子温度和惯性效应的修正, $k_x^2\rho_{\rm is}^2$和$k_x^2\lambda_{\rm e}^2$分别表示电子温度和惯性效应的修正. 在不同的等离子体β区域, 即动力学区$m_{\rm e}/m_{\rm p} < \beta < 1$和惯性区$\beta < m_{\rm e}/m_{\rm p}$, 动力学阿尔文波的性质存在明显差别.

观测研究表明大尺度阿尔文波在太阳大气中普遍存在[29–31]. 但是由于观测仪器空间精度的限制问题, 迄今为止还没有直接的观测证据证明太阳大气中存在小尺度动力学阿尔文波. Woo[32]和Woo等[33]对日冕中千米量级的精细结构进行了一系列研究, 并指出这些精细结构可能是由动力学阿尔文波产生. 基于国家天文台太阳宽带射电仪的观测数据, Wu等[34]间接推测出太阳大气中动力学阿尔文波的特征. 通过分析太阳射电暴的微波漂移脉冲事件, 指出该事件可以由动力学阿尔文波产生, 并推测该事件对应的波动特性: $\omega \sim 1.5 \times 10^5$ Hz、$\lambda_\parallel \sim 4$ km、$\lambda_\perp \sim 10$ m、持续时间约50 ms.

太阳大气充满复杂多变的磁场结构, 其等离子体呈现高温、非均匀, 远离动力学平衡和热力学平衡状态[2, 5]. 这些非均匀结构和强烈的动力学现象通常被认为是驱动各种等离子体不稳定性的能量源[35–36]. 鉴于动力学阿尔文波在能量传输中的重要性, 其产生和激发机制受到了广泛的关注. 许多等离子体不稳定性可以为激发动力学阿尔文波提供自由能, 如质子和电子温度各向异性不稳定性[37–38]、速度梯度与剪切流不稳定性[39]、电流不稳定性[40–42]、质子和电子束流不稳定性[43–44]、磁场非均匀不稳定性[45–46]、密度非均匀不稳定性[47–48]等. 在密度非均匀等离子体环境中, 大尺度

阿尔文波通过共振模式转换为小尺度动力学阿尔文波[25–26]. 此外, 一些非线性机制也被认为可以激发动力学阿尔文波, 如湍流串级[49–51]、参量衰减不稳定性[52]以及调制不稳定性[53]等. 随着对动力学阿尔文波特性的认识不断加深, 其产生机制和形成过程的研究也在不断丰富.

从光球层到日冕太阳风中, 背景等离子体环境以及等离子体参量都发生显著的变化. 表2给出了太阳大气中不同区域处的等离子体参量[2]. 在太阳大气中, 等离子体β的值从光球层的大于1减小至日冕的远小于1, 而在太阳风中, 其值增加至大于1. 在太阳大气的不同β值范围中动力学阿尔文波的激发机制和耗散机制存在明显差别. Chen等[40–42]研究了不同等离子体β值范围中动力学阿尔文波的场向电流不稳定性, 发现高β环境更有利于动力学阿尔文波的生长. Hasegawa等[26]指出在$\beta < 1$情形下, 动力学阿尔文波对电子有很强的加热作用; 而在$\beta > 1$情形下, 动力学阿尔文波对离子加热的效果更加明显.

表 1 阿尔文波和动力学阿尔文波波动特性比较

Table 1 Comparison of properties between Alfvén wave (AW) and Kinetic Alfvén wave (KAW)

Wave property	AW	KAW
Wave frequency	$\omega \ll \omega_{\rm ci}$ [a]	$\omega \ll \omega_{\rm ci}$
Wavelength	$\lambda_\perp(\lambda_\parallel) \gg \lambda_{\rm i}$ [b]	$\lambda_\perp \sim \rho_{\rm i}(\lambda_{\rm e}), \lambda_\parallel \gg \lambda_{\rm i}$
Dispersion relation	$\omega^2 = k_z^2 v_{\rm A}^2$ [c]	$\omega^2 = \dfrac{1+k_x^2\rho_{\rm s}^2+k_x^2\rho_{\rm i}^2}{1+k_x^2\lambda_{\rm e}^2+k_z^2\lambda_{\rm i}^2} k_z^2 v_{\rm A}^2$ [d]
Dispersion property	Non-dispersive	dispersive
Density perturbation	$\delta\rho = 0$	$\delta\rho \neq 0$
Phase velocity $v_{\rm p}$	Quasi-parallel propagation $v_{\rm p} = v_{\rm A}$	Quasi-perpendicular propagation $v_{\rm p} \ll v_{\rm A}$
Group velocity $v_{\rm g}$	Parallel propagation $v_{\rm g} = v_{\rm A}$	Quasi-parallel propagation $v_{\rm g} \sim v_{\rm A}$
Parallel electric field	$\delta E_\parallel = 0$	$\delta E_\parallel \neq 0$

[a] $\omega_{\rm ci}$ means the ion cyclotron frequency.
[b] $\lambda_{\rm i}$, $\lambda_\perp$ and $\lambda_\parallel$ represent the ion inertia length, the perpendicular wavelength and the parallel wavelength, respectively.
[c] k_z and $v_{\rm A}$ represent the parallel wavenumber and the Alfvén velocity, respectively.
[d] k_x, $\rho_{\rm s}$, $\rho_{\rm i}$, and $\lambda_{\rm e}$ represent the perpendicular wavenumber, the ion-acoustic gyroradius, the ion gyroradius, and the electron inertial length, respectively.

表 2 太阳大气中等离子体参量[2]

Table 2 The plasma parameters in the solar atmosphere[2]

Parameter	Photosphere	Cool corona	Hot corona	Solar wind
Electron density $n_{\rm e}/{\rm cm}^{-3}$	2×10^{17}	1×10^{9}	1×10^{9}	1×10^{7}
Temperature T/K	5×10^{3}	1×10^{6}	3×10^{6}	1×10^{6}
Magnetic field B/Gs	500	10	10	0.1
Plasma-β	14	0.07	0.2	7

已有的研究工作在动力学阿尔文波的激发机制和观测辨认上取得了诸多重要成果, 然而太阳大气中动力学阿尔文波具体的激发机制及其波粒相互作用过程依然尚未弄清楚, 例如: (1)太阳大气中动力学阿尔文波的驱动源是什么? 在哪儿? (2)太阳大气中动力学阿尔文波与背景粒子能化是否相关? (3)太阳大气中动力学阿尔文波是如何耗散能量的, 其携带的能量是否足以加热日冕? 在本综述中, 我们将从太阳大气中动力学阿尔文波的波动模式、能量来源以及耗散机制等方面的进展进行介绍与总结.

2　太阳大气中动力学阿尔文波的激发机制

动力学阿尔文波是能量传递的重要媒介[54–61], 其激发机制尤为重要. 本节将重点介绍太阳大气中动力学阿尔文波几种重要的激发机制: 温度各向异性不稳定性、电子束流不稳定性、场向电流不稳定性、密度非均匀不稳定性以及共振模式转化机制.

2.1　温度各向异性不稳定性激发动力学阿尔文波

大量的研究工作表明, 温度各向异性驱动的火舌管不稳定性是激发阿尔文波最重要的机制之一[62–63]. 当考虑有限的离子回旋半径效应时, 火舌管不稳定性的短波长修正可以有效产生动力学阿尔文波. 基于等离子体动力论理论, Wu等[16]和Chen等[38]详细研究了动力学阿尔文波的火舌管不稳定性, 得到如下色散方程

$$\left(\frac{\omega}{\omega_{\rm ci}}\right)^4+\left(2a+b^2+d\right)\left(\frac{\omega}{\omega_{\rm ci}}\right)^2+\left(a^2+ad\right)=0\,, \tag{4}$$

其中系数a、b以及d分别表示如下

$$\begin{aligned}
a&=\frac{k_z^2\lambda_{\rm i}^2}{2}\left(2-\beta_{\rm e\parallel}\delta T_{\rm e}-\frac{1-I_0\left(\chi_{\rm i}\right){\rm e}^{-\chi_{\rm i}}}{\chi_{\rm i}}\beta_{\rm i\parallel}\delta T_{\rm i}\right)\,,\\
b&=1-\left[I_0\left(\chi_{\rm i}\right)-I_1\left(\chi_{\rm i}\right)\right]{\rm e}^{-\chi_{\rm i}}-\\
&\qquad\sum_{l=1}^{\infty}\frac{\left[I_l\left(\chi_{\rm i}\right){\rm e}^{-\chi_{\rm i}}\right]'}{l^2}k_z^2\lambda_{\rm i}^2\beta_{\rm i\parallel}\left(1+2\delta T_{\rm i}\right)\,,\\
d&=\chi_{\rm i}\left[\frac{2}{\beta_{\rm i\perp}}\left(1+\beta_{\rm i\perp}\delta T_{\rm i}+\beta_{\rm e\perp}\delta T_{\rm e}\right)+\right.\\
&\qquad\left.\frac{\beta_{\rm e\parallel}}{\beta_{\rm i\parallel}}\frac{\left(\delta T_{\rm e}-\delta T_{\rm i}\right)^2}{1-\delta T_{\rm i}}\right]\,,\\
\chi_{\rm i}&=k_x^2\rho_{\rm i}^2\,,\\
\delta T_{\rm e}&=1-\frac{T_{\rm e\perp}}{T_{\rm e\parallel}}\,,\\
\delta T_{\rm i}&=1-\frac{T_{\rm i\perp}}{T_{\rm i\parallel}}\,,
\end{aligned} \tag{5}$$

其中$\beta_{\rm e\parallel}$、$\beta_{\rm e\perp}$、$\beta_{\rm i\parallel}$、$\beta_{\rm i\perp}$分别表示电子平行热压与磁压之比、电子垂直热压与磁压之比、离子平行热压与磁压之比和离子垂直热压与磁压之比. $T_{\rm e\parallel}$、$T_{\rm e\perp}$、$T_{\rm i\parallel}$、$T_{\rm i\perp}$分别表示电子平行温度、电子垂直温度、离子平行温度和离子垂直温度. $I_0\left(\chi_{\rm i}\right)$、$I_1\left(\chi_{\rm i}\right)$、$I_l\left(\chi_{\rm i}\right)$分别表示零阶第1类修正贝塞尔函数、一阶第1类修正贝塞尔函数和l阶第1类修正贝塞尔函数, 其中$\chi_{\rm i}=k_x^2\rho_{\rm i}^2$. 当$\delta T_{\rm e}=0$时, (4)式表示质子温度各向异性不稳定性激发动力学阿尔文波[64]; 当$\delta T_{\rm i}=0$时, (4)式表示电子温度各向异性不稳定性激发动力学阿尔文波[38].

图1给出了生长率$\omega_{\rm i}/\omega_{\rm ci}$与垂直波数的平方$\chi_{\rm i}$的依赖关系[16], 其中实线和虚线分别表示电子温度各向异性不稳定性和质子温度各向异性不稳定性. 从图1中可知, 随着垂直波数的平方$\chi_{\rm i}$增加, 质子温度各向异性不稳定性的生长率快速减小, 而电子温度各向异性不稳定性的生长率几乎保持不变. 这表明短波长的修正效应显著抑制质子温度各向异性不稳定性的激发, 而对电子温度各向异性不稳定性的影响很小. 因此, 电子温度各向异性相对于质子温度各向异性更有利于动力学阿尔文波的生长.

为了探究短波长修正效应对动力学阿尔文波激发机制的影响, Wu等[16]和Chen等[38]研究了温度各向异性不稳定性的阈值条件. 图2显示了生长率$\omega_{\rm i}/\omega_{\rm ci}$与质子温度各向异性参量$\delta_{\rm Ti}$ (左图)、电子温度各向异性参量$\delta_{\rm Te}$ (右图)的依赖关系[16]. 从图2中可知, 质子和电子温度各向异性不稳定性分别存在温度各向异性阈值$\delta_{\rm Ti}^{\rm c}$和$\delta_{\rm Te}^{\rm c}$. 当温度各向异性参量大于不稳定性阈值条件时($\delta_{\rm Ti}>\delta_{\rm Ti}^{\rm c}$和$\delta_{\rm Te}>\delta_{\rm Te}^{\rm c}$), 随着温度各向异性参量$\delta_{\rm Ti}^{\rm c}$和$\delta_{\rm Te}^{\rm c}$增加, 动力学阿尔文波的生长率也增加. 另一方面, 随着垂直波

数的平方χ_i增加, 质子温度各向异性不稳定性的阈值条件δ_{Ti}^c增大, 而电子温度各向异性不稳定性的阈值条件δ_{Te}^c几乎保持不变. 因此, 相比于质子温度各向异性不稳定性, 电子温度各向异性不稳定性可以更有效激发动力学阿尔文波.

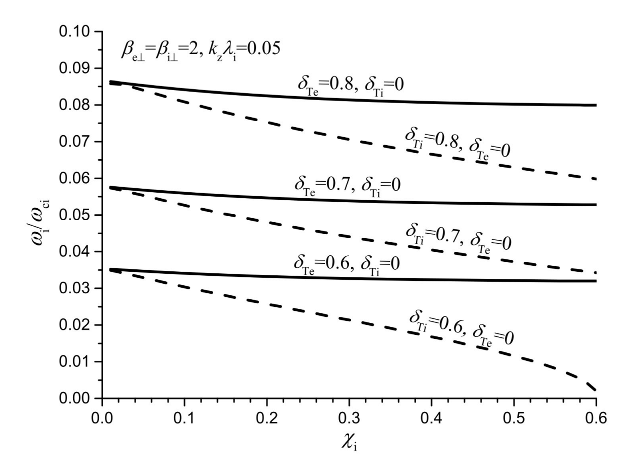


图 1 归一化生长率ω_i/ω_{ci}与归一化垂直波数的平方χ_i的依赖关系, 其中实线和虚线分别表示电子温度各向异性不稳定性和质子温度各向异性不稳定性. 在电子温度各向异性不稳定性中, $\delta_{Te}=0.6$、0.7、0.8和$\delta_{Ti}=0$. 在质子温度各向异性不稳定性中, $\delta_{Ti}=0.6$、0.7、0.8和$\delta_{Te}=0$. 其他等离子体参量取值为$\beta_{e\perp}=\beta_{i\perp}=2$和$k_z\lambda_i=0.05$[16].

Fig. 1 The normalized growth rate ω_i/ω_{ci} as a function of the square of the normalized perpendicular wavenumber χ_i, where the solid and dashed lines correspond to the cases of the electron temperature anisotropy and proton temperature anisotropy instabilities, respectively. For the case of the electron temperature anisotropy instability, we use $\delta_{Te}=0.6$, 0.7, 0.8 and $\delta_{Ti}=0$. For the case of the proton temperature anisotropy instability, we adopt $\delta_{Ti}=0.6$, 0.7, 0.8 and $\delta_{Te}=0$. Other plasma parameters $\beta_{e\perp}=\beta_{i\perp}=2$ and $k_z\lambda_i=0.05$ have been used[16].

2.2 场向电流不稳定性激发动力学阿尔文波

场向电流是磁化等离子体中非常重要的活动现象. 基于等离子体动力论理论, Wu等[16]和Chen等[40–42]详细研究了不同等离子体β情形下($\beta<m_e/m_i$、$m_e/m_i<\beta<1$和$\beta>1$)动力学阿尔文波的场向电流不稳定性. 研究结果表明, 场向电流不稳定性显著依赖于等离子体β, 即在不同等离子体β范围, 动力学阿尔文波的生长率和激发条件存在明显差别. 在低等离子体$\beta<m_e/m_i$区间, 动力学阿尔文波的场向电流不稳定性存在阈值条件, 即电子漂移速度v_D超过阈值速度v_D^c,

$$\frac{v_D}{v_A}>\frac{v_D^c}{v_A}=\frac{\sqrt{\left(1+k_\perp^2\lambda_e^2\right)\left(1+\frac{3}{4}\alpha_1k_\perp^2\lambda_e^2\right)}}{k_\perp\lambda_e}>1, \tag{6}$$

其中$k_\perp$表示垂直方向的波数, $\alpha_1=\beta/(2Q)$ ($Q=m_e/m_i$). 在低等离子体$\beta<m_e/m_i$中, $v_A>v_{Te}$ ($v_{Te}=\sqrt{2T_e/m_i}$表示电子热速度), 因此, 动力学阿尔文波的激发条件需要满足$v_D>v_{Te}$. 这意味着在低等离子体$\beta<m_e/m_i$区间中, 场向电流不稳定性难以激发动力学阿尔文波. 在等离子体$m_e/m_i<\beta<1$区间中, 动力学阿尔文波的场向电流不稳定性存在相对低的阈值条件$v_D^c<v_A$. 在等离子体$\beta>1$区间中, 场向电流不稳定性非常容易激发动力学阿尔文波.

图3显示了生长率ω_i/ω_{ci}与垂直波数χ_i的依赖关系[16], 其中不同实线分别对应不同的漂移速度$v_D/v_A=0.05$、0.1、0.2、0.3、0.4和0.5. 从图3中可知, 动力学阿尔文波的生长率随着电子漂移速度v_D/v_A增加而增大, 而随着垂直波数χ_i增大而减小. 特别是存在临界垂直波数χ_i^c, 当垂直波数χ_i大于临界垂直波数χ_i^c时, 动力学阿尔文波的生长率趋于零. 随着电子漂移速度v_D/v_A增加, 临界垂直波数χ_i^c也增加. 这表明大的场向电流对动力学阿尔文波的激发更有效.

为了进一步阐述温度各向异性对场向电流不稳定性的影响, 图4给出了生长率ω_i/ω_{ci}与电子温度各向异性参量δ_{Te} (左图)、质子温度各向异性参量δ_{Ti} (右图)的依赖关系[16], 其中不同实线分别表示不同的漂移速度$v_D/v_A=0$、0.1、0.2和0.3. 如图4所示, 当$v_D/v_A=0$和0.1时, 电子漂移速度低于场向电流不稳定性的速度阈值, 此时激发动力学阿尔文波的自由能主要来源于电子或质子温度各向异性. 当$v_D/v_A\geqslant0.2$时, 随着温度各向异性参量$\delta_{Te(i)}$增加时, 波的生长率增大. 这表明场向电流不稳定性能有效激发动力学阿尔文波, 质子或电子温度各向异性能提供额外的自由能增强动力学阿尔文波的生长率.

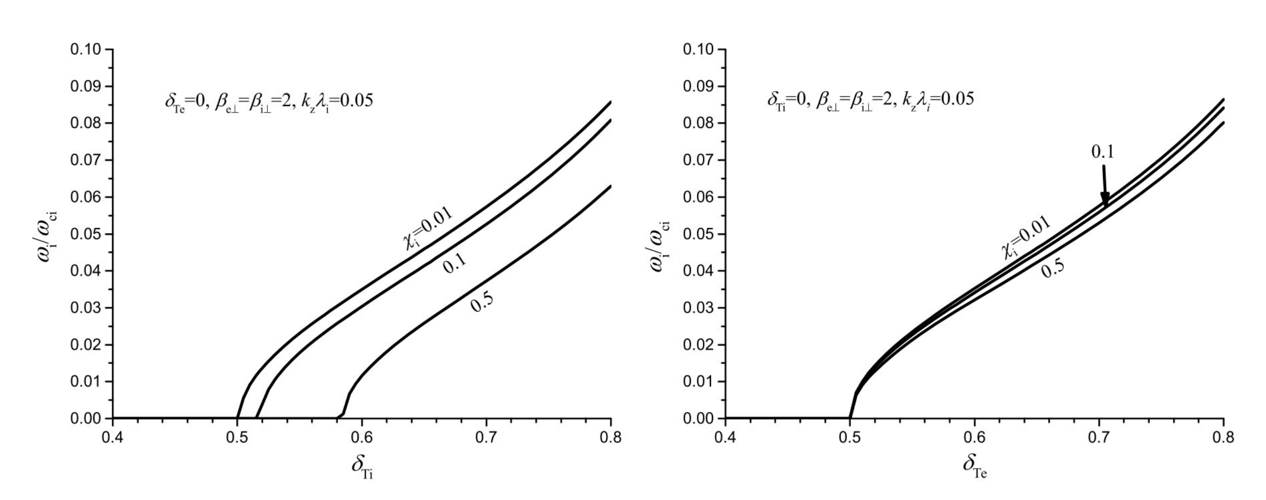


图 2 归一化生长率$\omega_{\rm i}/\omega_{\rm ci}$与质子温度各向异性参量$\delta_{\rm Ti}$ (左图)、电子温度各向异性参量$\delta_{\rm Te}$ (右图)的依赖关系, 其中不同实线分别表示不同的$\chi_{\rm i}=0.01$、0.1和0.5. 其他等离子体参量取值为$\beta_{\rm e\perp}=\beta_{\rm i\perp}=2$和$k_z\lambda_{\rm i}=0.05$[16].

Fig. 2 The normalized growth rate $\omega_{\rm i}/\omega_{\rm ci}$ as functions of the proton temperature anisotropy parameter $\delta_{\rm Ti}$ (left panel) and the electron temperature anisotropy parameter $\delta_{\rm Te}$ (right panel), where the solid lines correspond to $\chi_{\rm i}=0.01$, 0.1 and 0.5, respectively. Other plasma parameters $\beta_{\rm e\perp}=\beta_{\rm i\perp}=2$ and $k_z\lambda_{\rm i}=0.05$ have been used[16].

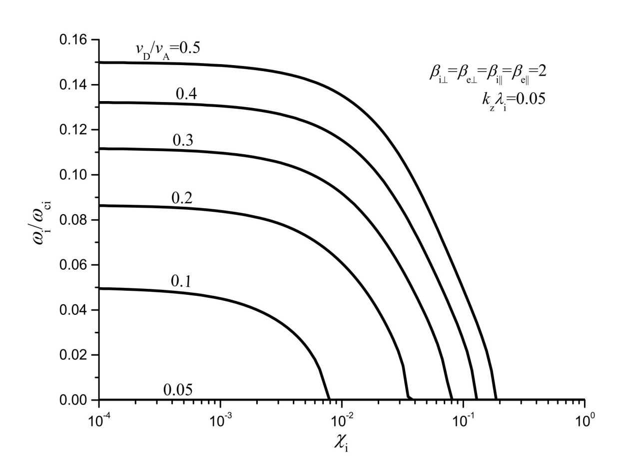


图 3 归一化的生长率$\omega_{\rm i}/\omega_{\rm ci}$与$\chi_{\rm i}$的依赖关系, 其中不同实线分别表示不同的漂移速度$v_{\rm D}/v_{\rm A}=0.05$、0.1、0.2、0.3、0.4和0.5. 其他等离子体参量取值为$\beta_{\rm i\parallel}=\beta_{\rm i\perp}=\beta_{\rm e\perp}=\beta_{\rm e\parallel}=2$和$k_z\lambda_{\rm i}=0.05$[16].

Fig. 3 The normalized growth rate $\omega_{\rm i}/\omega_{\rm ci}$ as a function of $\chi_{\rm i}$, where the solid lines correspond to the drift velocity of electrons $v_{\rm D}/v_{\rm A}=0.05$, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 and 0.5, respectively. Other plasma parameters $\beta_{\rm i\parallel}=\beta_{\rm i\perp}=\beta_{\rm e\perp}=\beta_{\rm e\parallel}=2$ and $k_z\lambda_{\rm i}=0.05$ have been adopted[16].

考虑冕环等离子体的典型环境, 等离子体参量取值如下: 电子密度$n_{\rm e}\sim 10^{15}\,{\rm m^{-3}}$, 背景磁场强度$B_0\sim 10-100\,{\rm Gs}$, 电子漂移速度$v_{\rm D}/v_{\rm A}\sim 0.1-10$[2]. 因此, 在冕环等离子体中, 动力学阿尔文波的生长率为$\gamma\sim(0.01\text{–}0.1)\,\omega_{\rm ci}\sim 10^3-10^4\,{\rm s^{-1}}$. 该研究结果表明冕环中的场向电流能有效激发动力学阿尔文波.

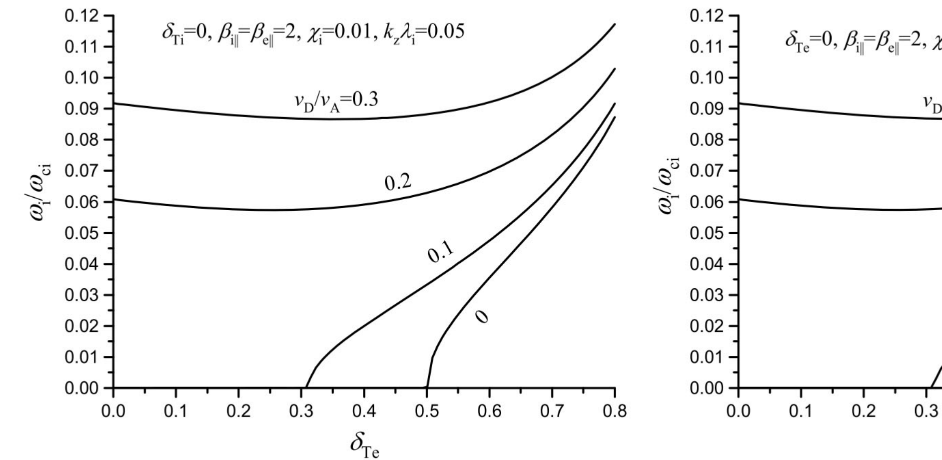
2.3 电子束流不稳定性激发动力学阿尔文波

束流是空间和天体物理等离子体中广泛存在的等离子体活动现象[65–66]. Voitenko[43]和Voitenko等[67]研究了质子束流不稳定性激发动力学阿尔文波的机制. 随后, 基于等离子体动力论理论, Chen等[44]研究了电子束流不稳定性对动力学阿尔文波激发机制的影响, 对应的色散关系和生长率分别如下

$$\omega=v_{\rm A}k_z\sqrt{\frac{1}{1-I_{0\left(k_\perp^2\rho_{\rm i}^2\right)}{\rm e}^{-k_\perp^2\rho_{\rm i}^2}}+\frac{T_{\rm e}}{T_{\rm i}}}k_\perp\rho_{\rm i}\,,$$

$$\frac{\gamma}{\omega}=\sqrt{\frac{\pi}{8}}\frac{1-I_{0\left(k_\perp^2\rho_{\rm i}^2\right)}{\rm e}^{-k_\perp^2\rho_{\rm i}^2}}{1-I_{0\left(k_\perp^2\rho_{\rm i}^2\right)}{\rm e}^{-k_\perp^2\rho_{\rm i}^2}+\frac{T_{\rm i}}{T_{\rm e}}}\left[\frac{n_{\rm b}}{n_0}\frac{T_{\rm e}}{T_{\rm b}}\frac{v_{\rm b}-v_k}{v_{\rm Tb}}{\rm e}^{-\frac{(v_{\rm b}-v_k)^2}{2v_{\rm Tb}^2}}-I_{0\left(k_\perp^2\rho_{\rm i}^2\right)}{\rm e}^{-k_\perp^2\rho_{\rm i}^2}\frac{T_{\rm e}}{T_{\rm i}}\frac{v_k}{v_{\rm Ti}}{\rm e}^{-\frac{v_k^2}{2v_{\rm Ti}^2}}-\frac{(v_{\rm d}+v_k)}{v_{\rm Te}}\right],\tag{7}$$

其中$n_{\rm b}$、n_0和$T_{\rm b}$分别表示电子束流密度、背景离子密度和电子束流温度. $v_{\rm b}$和$v_{\rm d}$分别表示电子束流漂移速度和背景电子回流速度, $v_{\rm Tb}=\sqrt{T_{\rm b}/m_{\rm e}}$表示电子束流热速度, $v_{\rm Ti}=\sqrt{T_{\rm i}/m_{\rm i}}$表示背景离子热速度, $v_k=\omega/k_z$, $T_{\rm b}$、$T_{\rm i}$、$m_{\rm i}$、$m_{\rm e}$、k_z分别表示电子束流温度、背景离子温度、离子质量、电子质量和平行波数. 在(7)式的生长率表达式中, 中括号中第1项主要是由电子束流的共振相互作用引起, 第2项是由背景质子的朗道阻尼效应引起, 第3项是由背景电子的朗道阻尼效应引起.



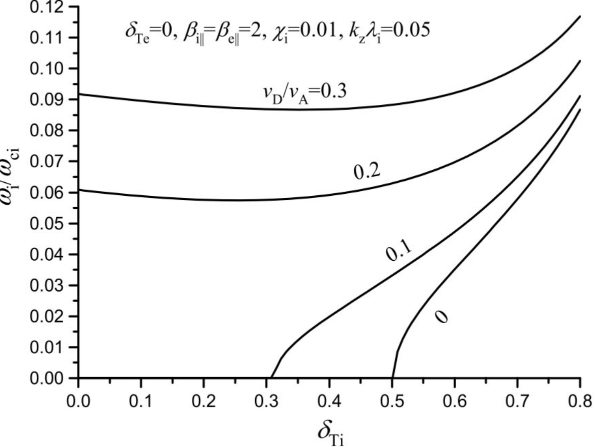


图 4 归一化的生长率$\omega_{\rm i}/\omega_{\rm ci}$与电子温度各向异性参量$\delta_{\rm Te}$ (左图)、质子温度各向异性参量$\delta_{\rm Ti}$ (右图)的依赖关系, 其中不同实线分别表示不同的漂移速度$v_{\rm D}/v_{\rm A}=0$、0.1、0.2和0.3. 其他等离子体参量取值为$\chi_{\rm i}=0.01$、$\beta_{\rm e\parallel}=\beta_{\rm i\parallel}=2$和$k_z\lambda_{\rm i}=0.05$[16].

Fig. 4 The normalized growth rate $\omega_{\rm i}/\omega_{\rm ci}$ as functions of the electron temperature parameter $\delta_{\rm Te}$ (left panel) and the proton temperature parameter $\delta_{\rm Ti}$ (right panel), where the solid lines correspond to the drift velocity of electrons $v_{\rm D}/v_{\rm A}=0$, 0.1, 0.2 and 0.3, respectively. Other plasma parameters $\chi_{\rm i}=0.01$, $\beta_{\rm e\parallel}=\beta_{\rm i\parallel}=2$ and $k_z\lambda_{\rm i}=0.05$ have been adopted[16].

图5显示了生长率γ/ω与垂直波数$k_\perp\rho_{\rm i}$的依赖关系[44], 其中不同实线分别表示不同的电子束流漂移速度$v_{\rm b}/v_{\rm A}=6$、8和12. 从图5可知, 电子束流不稳定性可以有效激发动力学阿尔文波, 且其生长率随着电子束流漂移速度$v_{\rm b}/v_{\rm A}$增加而增加. 图6给出了生长率$\gamma/\omega_{\rm ci}$与电子束流漂移速度$v_{\rm b}/v_{\rm A}$的依赖关系[44], 其中不同实线分别表示不同的电子束流密度$n_{\rm b}/n_0=0.28$、0.3和0.32. 从图6可知, 随着电子束流的密度$n_{\rm b}/n_0$增加, 生长率也增加. 对比左图和右图, 朗道阻尼效应显著降低了动力学阿尔文波的生长率.

2.4 密度非均匀不稳定性激发动力学阿尔文波

密度非均匀性是太阳和空间磁化等离子体的固有属性[68]. 基于双流体理论, Wu等[47]和Chen等[48]详细研究了密度非均匀不稳定性激发动力学阿尔文波. 太阳大气中密度非均匀性的实际形式极为复杂, 由于缺乏实地探测数据, 很难确定太阳大气中等离子体密度非均匀的表达式. 考虑密度非均匀表达式为

$$\frac{n_{0(x)}}{n_0}=1+\frac{n_0^*}{n_0}\sin\left(\kappa_0 x\right), \tag{8}$$

其中$\frac{n_0^*}{n_0}$和κ_0分别表示归一化的密度振幅和密度非均匀特征的特征参量.

考虑波频率的复数形式$\frac{\omega}{k_z v_{\rm A}}=\omega_{\rm R}+i\omega_{\rm I}$, 动力学阿尔文波的归一化实频和归一化生长率分别表示如下

$$\begin{aligned}\omega_{\rm R}&=\left(\sqrt{1+\frac{c_{\rm i}^2}{c_{\rm r}^2}}+1\right)\frac{c_{\rm r}}{2}\omega_k^2,\\ \omega_{\rm I}&=\left(\sqrt{1+\frac{c_{\rm i}^2}{c_{\rm r}^2}}-1\right)\frac{c_{\rm r}}{2}\omega_k^2,\end{aligned}\tag{9}$$

其中

$$
\begin{aligned}
c_{\mathrm{r}} &= \frac{\alpha^2 k_x^2 \lambda_{\mathrm{e}}^2}{1+\alpha^2 k_x^2 \lambda_{\mathrm{e}}^2} + \frac{I_x^2}{(1+I_x^2)\,(1+\alpha^2 k_x^2 \lambda_{\mathrm{e}}^2)}\,,\\
c_{\mathrm{i}} &= \frac{I_x}{(1+I_x^2)\,(1+\alpha^2 k_x^2 \lambda_{\mathrm{e}}^2)}\,,\\
\omega_k &= \frac{1+\alpha^2 k_x^2 \lambda_{\mathrm{e}}^2}{1+k_x^2\lambda_{\mathrm{e}}^2+\frac{n_0^*}{n_0}\sin(\kappa_0 x)}\,,\\
I_x &= k_x\left(\frac{\partial \ln n_{0(x)}}{\partial x}\right)^{-1}\,.
\end{aligned}
\tag{10}
$$

图7显示了等离子体密度$n_{0(x)}/n_0$、波的归一化实频ω_{R}和归一化生长率ω_{I}与归一化的空间位置$\kappa_0\chi$的依赖关系[48], 其中不同实线分别表示不同的密度振幅$n_0^*/n_0 = 0.01$、0.05、0.1和0.3. 从图7可知, 随着等离子体密度梯度和振幅增大, 波的生长率也增强. 这些特征表明密度非均匀性不稳定性能有效激发动力学阿尔文波. 图8显示了波的归一化实频ω_{R}和归一化生长率ω_{I}与归一化的密度非均匀性的空间尺度k_x/κ_0的依赖关系[48], 其中不同实线分别表示不同的密度振幅$n_0^*/n_0 = 0.01$、0.05、0.1和0.3. 从图8可知, 波的实频和生长率敏感依赖于密度非均匀性的空间尺度和密度振幅. 随着密度非均匀性空间尺度k_x/κ_0增加, 波的生长率先增加后减小, 且存在最大值. 随着密度振幅$\frac{n_0^*}{n_0}$增加, 波的最大生长率几乎保持不变.

2.5 密度非均匀等离子体中共振模式转换激发动力学阿尔文波

在弱密度非均匀等离子体中, 通过密度非均匀不稳定性直接激发动力学阿尔文波将变得异常困难[16, 48]. 此时, 阿尔文波的共振模式转换机制将更有效激发动力学阿尔文波[25–26]. 当波在密度非均匀等离子体中传播时, 局地阿尔文速度v_{A}会发生变化. 当波的频率接近局地阿尔文频率时($\omega \sim k_z v_{\mathrm{A}}$), 波与粒子发生阿尔文共振. 在动力学尺度情形下, 阿尔文波通过共振模式转换为动力学阿尔文波.

在磁化等离子体中, 洛伦兹力可以有效地阻止粒子横越磁力线运动, 从而形成一个垂直于背景磁场方向的密度梯度. 另一方面, 重力的分层效应可以在太阳表面产生平行于背景磁场方向的密度梯度. 因此, 在真实的太阳大气中, 密度梯度与背景磁场的夹角存在复杂的范围[1, 5, 69]. 基于等离子体动力论理论, Xiang等[70]详细研究了密度梯度与背景磁场存在任意夹角情形下, 阿尔文波共振模式转换为动力学阿尔文波的激发机制, 相应的波动方程表示如下

$$
A(\alpha)\frac{\partial^2 \bar{E}_x}{\partial \bar{x}^2} + B(\alpha)\bar{x}\bar{E}_x - C(\alpha)\bar{E}_x = 1\,, \tag{11}
$$

其中

$$
\begin{aligned}
A(\alpha) &= \left(\frac{3}{4}+\frac{T_{\mathrm{e}}}{T_{\mathrm{i}}}+\frac{1}{k_z^2\rho_{\mathrm{i}}^2}\cot^2\alpha + \frac{T_{\mathrm{e}}}{T_{\mathrm{i}}}\frac{k_y^2\rho_{\mathrm{i}}^2}{k_z^2\rho_{\mathrm{i}}^2}\cot^2\alpha\right)\frac{k_z^2 v_{\mathrm{A}}^2}{\omega^2}\,,\\
B(\alpha) &= \frac{1}{\sin\alpha}\kappa\rho_{\mathrm{i}}\,,\\
C(\alpha) &= \frac{k_y^2\rho_{\mathrm{i}}^2}{k_z^2\rho_{\mathrm{i}}^2}\cot^2\alpha\frac{k_z^2 v_{\mathrm{A}}^2}{\omega^2}\,,\\
\bar{x} &\equiv x/\rho_{\mathrm{i}}\,,\\
\bar{E}_x &\equiv E_x/E_0\,.
\end{aligned}
\tag{12}
$$

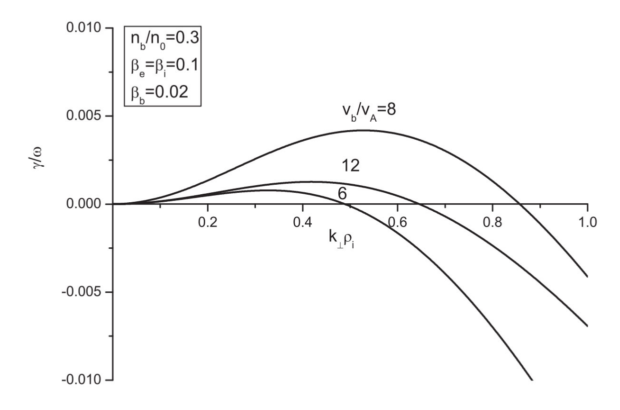


图 5 归一化的生长率γ/ω与归一化垂直波数$k_\perp\rho_{\mathrm{i}}$的依赖关系, 其中不同实线分别表示不同的电子束流漂移速度$v_{\mathrm{b}}/v_{\mathrm{A}} = 6$、8和12. 其他等离子体参量取值为$\beta_{\mathrm{i}} = \beta_{\mathrm{e}} = 0.1$、$\beta_{\mathrm{b}} = 0.02$和$n_{\mathrm{b}}/n_0 = 0.3$, 其中$\beta_{\mathrm{i}}$、$\beta_{\mathrm{e}}$和$\beta_{\mathrm{b}}$分别表示背景离子热压与磁压之比、背景电子热压与磁压之比和电子束流热压与磁压之比[44].

Fig. 5 The normalized growth rate γ/ω as a function of the normalized perpendicular wavenumber $k_\perp\rho_{\mathrm{i}}$, where the solid lines correspond to the drift velocity of electron beams $v_{\mathrm{b}}/v_{\mathrm{A}} = 6$, 8 and 12, respectively. Other plasma parameters $\beta_{\mathrm{i}} = \beta_{\mathrm{e}} = 0.1$, $\beta_{\mathrm{b}} = 0.02$ and $n_{\mathrm{b}}/n_0 = 0.3$ have been adopted, where β_{i}, β_{e} and β_{b} represent the ratio of the background ion thermal pressure to the magnetic pressure, the ratio of the background electron thermal pressure to the magnetic pressure and the ratio of the electron beam thermal pressure to the magnetic pressure, respectively[44].

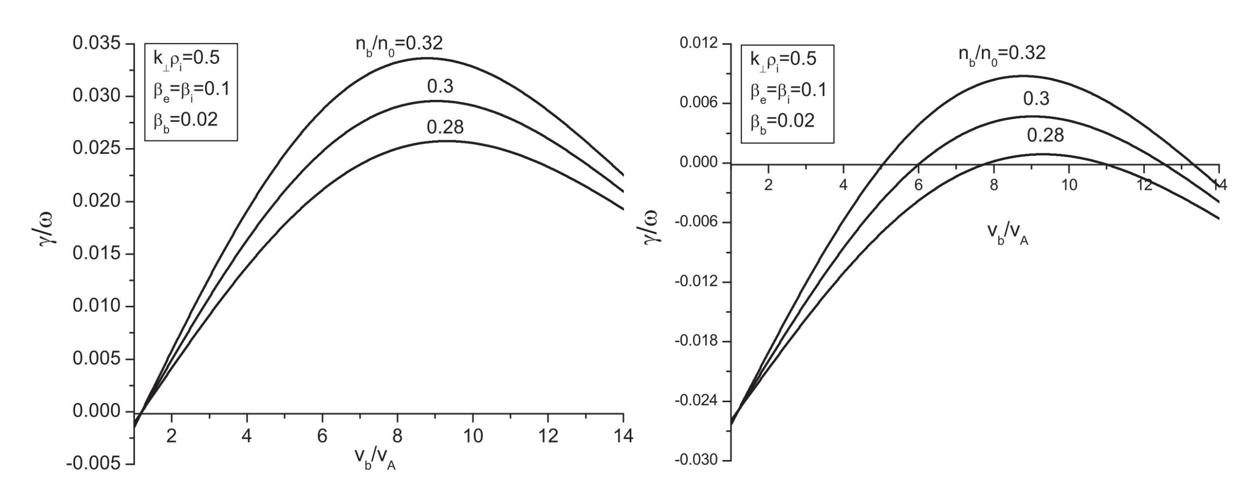


图 6 归一化的生长率$\gamma/\omega_{\rm ci}$与电子束流漂移速度$v_{\rm b}/v_{\rm A}$的依赖关系, 其中不同实线分别表示不同的电子束流密度$n_{\rm b}/n_0 = 0.28$、0.3和0.32. 左图表示忽略朗道阻尼效应, 右图表示考虑朗道阻尼效应. 其他等离子体参量取值为$k_\perp\rho_{\rm i} = 0.5$、$\beta_{\rm i} = \beta_{\rm e} = 0.1$和$\beta_{\rm b} = 0.02$[44].

Fig. 6 The normalized growth rate γ/ω as a function of the drift velocity of electron beams $v_{\rm b}/v_{\rm A}$, where the solid lines correspond to the density of electron beams $n_{\rm b}/n_0 = 0.28$, 0.3 and 0.32, respectively. In the left panel the Landau damping effect has been neglected, and in the right panel that has been included. Other plasma parameters $k_\perp\rho_{\rm i} = 0.5$, $\beta_{\rm i} = \beta_{\rm e} = 0.1$ and $\beta_{\rm b} = 0.02$ have been adopted[44].

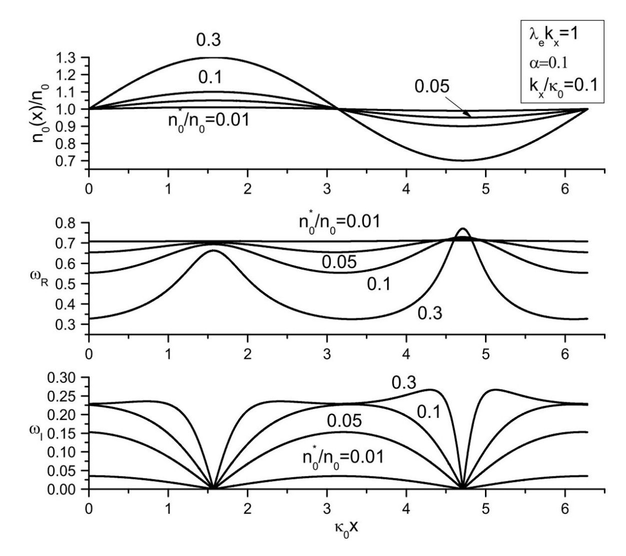


图 7 等离子体密度$n_{0(x)}/n_0$、波的归一化实频$\omega_{\rm R}$和归一化生长率$\omega_{\rm I}$与归一化的空间位置$\kappa_0\chi$的依赖关系, 其中不同实线分别表示不同的密度振幅$n_0^*/n_0 = 0.01$、0.05、0.1和0.3. 其他等离子体参量取值为$k_x\lambda_{\rm e} = 1$、$\alpha = 0.1$和$k_x/\kappa_0 = 0.1$[48].

Fig. 7 The plasma density $n_{0(x)}/n_0$, normalized wave real frequency $\omega_{\rm R}$ and normalized growth rate $\omega_{\rm I}$ as a function of the normalized spatial position $\kappa_0\chi$, where the solid lines correspond to the density amplitude $n_0^*/n_0 = 0.01$, 0.05, 0.1 and 0.3, respectively. Other plasma parameters $k_x\lambda_{\rm e} = 1$, $\alpha = 0.1$ and $k_x/\kappa_0 = 0.1$ have been adopted[48].

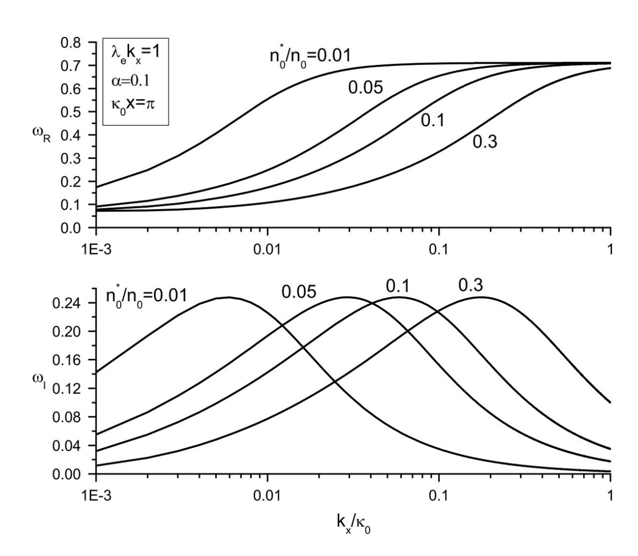


图 8 波的归一化实频$\omega_{\rm R}$和归一化生长率$\omega_{\rm I}$与归一化的密度非均匀性的空间尺度k_x/κ_0的依赖关系, 其中不同实线分别表示不同的密度振幅$n_0^*/n_0 = 0.01$、0.05、0.1和0.3. 其他等离子体参量取值为$\alpha = 0.1$、$k_x\lambda_{\rm e} = 1$和$\kappa_0\chi = \pi$[48].

Fig. 8 The normalized real frequency $\omega_{\rm R}$ and normalized growth rate $\omega_{\rm I}$ as a function of the normalized characteristic spatial scale of inhomogeneity k_x/κ_0, where the solid lines correspond to the unperturbed density amplitude $n_0^*/n_0 = 0.01$, 0.05, 0.1 and 0.3, respectively. Other plasma parameters $\alpha = 0.1$, $k_x\lambda_{\rm e} = 1$ and $\kappa_0\chi = \pi$ have been adopted[48].

在上式中, $\kappa = \mathrm{d}n_{0(x)}/(n_{0(x)}\mathrm{d}x)$, E_x和E_0分别表示x方向的电场强度和空间无穷远处的电场强度.

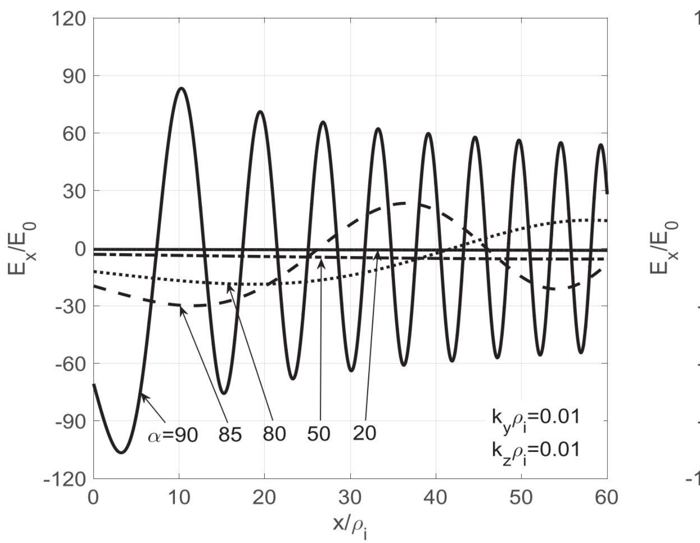
通过求解(11)式, 动力学阿尔文波的电场表达式为

$$\bar{E}_x = -\frac{\pi}{A(\alpha)^{1/3}B(\alpha)^{2/3}}\mathrm{Ai}(-\bar{x}')\,,$$
$$\bar{x}' = \frac{B(\alpha)\bar{x} - C(\alpha)}{A(\alpha)^{1/3}B(\alpha)^{2/3}}\,, \tag{13}$$

其中表达式Ai表示艾里函数.

图9显示了波的电场E_x/E_0与距离x/ρ_i的依赖性[70], 左图中波数取值为$k_y\rho_\mathrm{i} = 0.01$、$k_z\rho_\mathrm{i} = 0.01$, 右图中波数取值为$k_y\rho_\mathrm{i} = 0.05$、$k_z\rho_\mathrm{i} = 0.05$, 其中不同的线分别表示不同的夹角$\alpha = 20°$、$50°$、$80°$、$85°$和$90°$. 从图9可知, 当密度梯度与背景磁场夹角$\alpha$接近$90°$时, 电场的振幅很大; 当夹角$\alpha$偏离$90°$时, 电场的振幅开始减小; 当夹角$\alpha$小于$20°$时, 电场的振幅接近零, 这意味着动力学阿尔文波将变得难以激发. 图10给出了电场的最大值$E_{x\,\max}/E_0$与夹角α的依赖性[70], 左图中波数取值为$k_y\rho_\mathrm{i} = 0.01$, 右图中波数取值为$k_z\rho_\mathrm{i} = 0.01$, 其中不同的线分别表示不同的波数比值$k_y/k_z = 0.1$、$0.33$、$1$、$3$和$10$. 从图10可知, 随着夹角$\alpha$从$90°$减小至$0°$, 电场的最大值也随之减小. 当夹角$\alpha \leqslant 40°$时, 动力学阿尔文波变得很难激发.

图11显示了电场的最大值$E_{x\,\max}/E_0$与密度梯度$\kappa\rho_\mathrm{i}$的依赖性[70], 其中不同的线分别表示不同的夹角$\alpha = 20°$、$50°$、$80°$、$85°$和$90°$. 从图11可知, 随着密度梯度$\kappa\rho_\mathrm{i}$增大, 电场的最大值减小. 这意味着弱密度梯度更有利于动力学阿尔文波的产生, 该结果与密度非均匀不稳定性直接激发动力学阿尔文波结果相反. 在共振模式转换机制中, 动力学阿尔文波的驱动能是阿尔文波, 密度非均匀性仅提供共振条件, 而不提供动力学阿尔文波的自由能. 当密度梯度越大时, 阿尔文波难以越过共振面, 故难以有效转换为动力学阿尔文波.



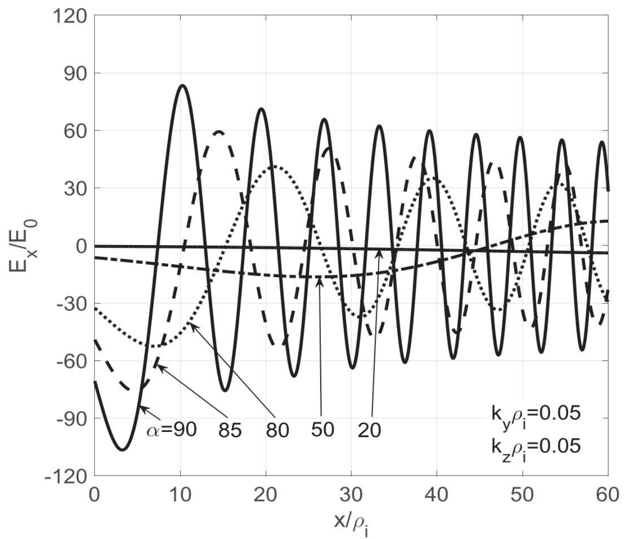


图 9　波的电场E_x/E_0与归一化距离x/ρ_i的依赖性, 左图中归一化波数取值为$k_y\rho_\mathrm{i} = 0.01$, $k_z\rho_\mathrm{i} = 0.01$, 右图中波数取值为$k_y\rho_\mathrm{i} = 0.05$, $k_z\rho_\mathrm{i} = 0.05$, 其中不同的线分别表示不同的夹角$\alpha = 20°$、$50°$、$80°$、$85°$和$90°$. 其他等离子体参量取值为$\kappa\rho_\mathrm{i} = 0.005$、$T_\mathrm{i}/T_\mathrm{e} = 1$和$k_z v_\mathrm{A}/\omega = 0.3$[70].

Fig. 9　Wave electric field E_x/E_0 versus the normalized distance x/ρ_i for the normalized wavenumber $k_y\rho_\mathrm{i} = 0.01$, $k_z\rho_\mathrm{i} = 0.01$ (left panel) and $k_y\rho_\mathrm{i} = 0.05$, $k_z\rho_\mathrm{i} = 0.05$ (right panel), where the lines correspond to the angle $\alpha = 20°$, $50°$, $80°$, $85°$ and $90°$, respectively. Other plasma parameters $\kappa\rho_\mathrm{i} = 0.005$, $T_\mathrm{i}/T_\mathrm{e} = 1$ and $k_z v_\mathrm{A}/\omega = 0.3$ have been adopted[70].

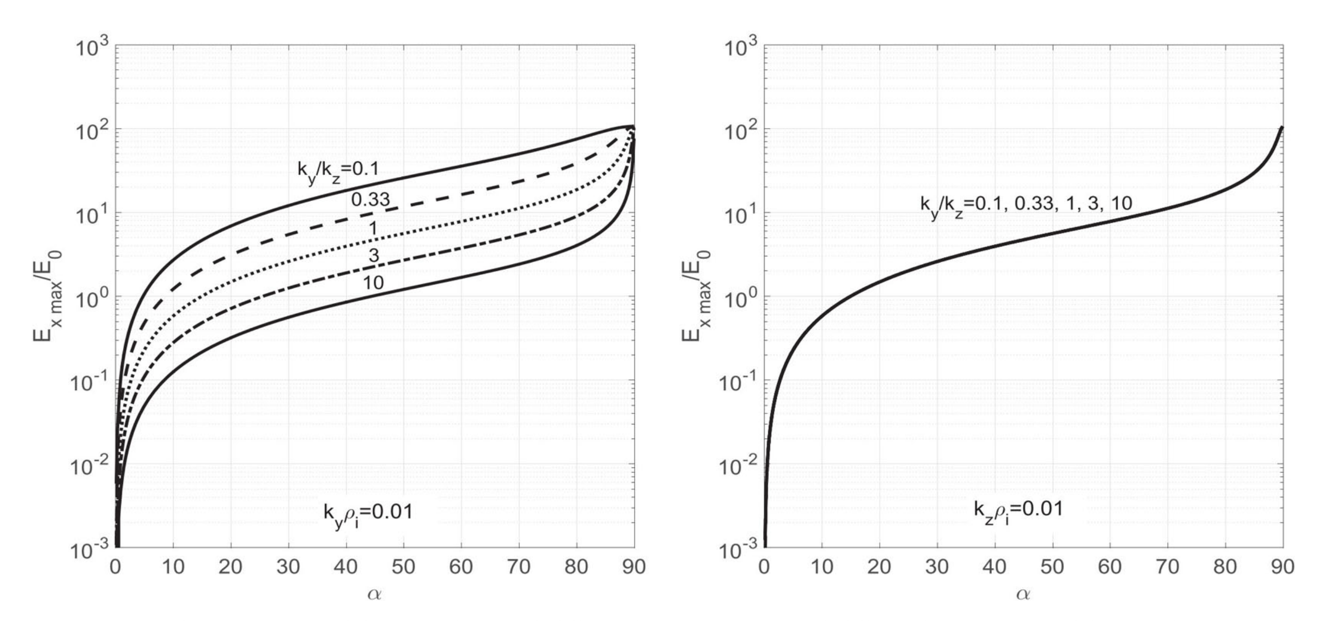


图 10 电场的最大值$E_{x\,\max}/E_0$与夹角α的依赖性, 左图中波数取值为$k_y\rho_{\rm i}=0.01$, 右图中波数取值为$k_z\rho_{\rm i}=0.01$, 其中不同的线分别表示不同的波数比值$k_y/k_z=0.1$、0.33、1、3和10. 其他等离子体参量取值为$\kappa\rho_{\rm i}=0.005$、$T_{\rm i}/T_{\rm e}=1$和$k_zv_{\rm A}/\omega=0.3$[70].

Fig. 10 Maximum strength of the electric field $E_{x\,\max}/E_0$ as a function of the angle α for $k_y\rho_{\rm i}=0.01$ (left panel) and $k_z\rho_{\rm i}=0.01$ (right panel), where the lines correspond to $k_y/k_z=0.1$, 0.33, 1, 3 and 10, respectively. Other plasma parameters $\kappa\rho_{\rm i}=0.005$, $T_{\rm i}/T_{\rm e}=1$ and $k_zv_{\rm A}/\omega=0.3$ have been adopted[70].

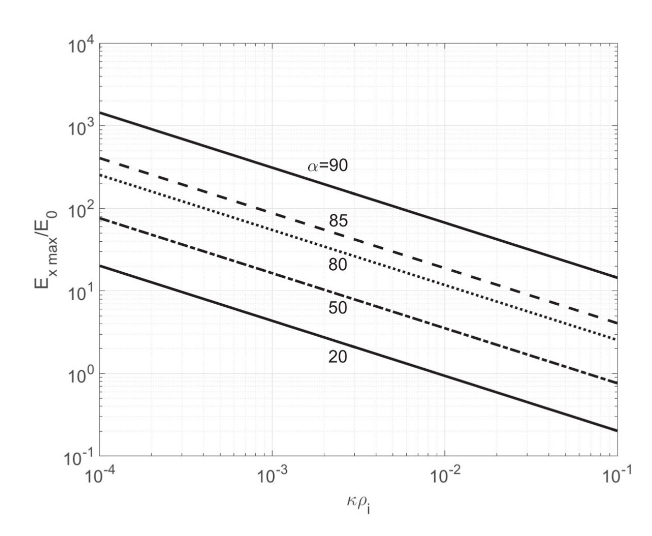


图 11 电场的最大值$E_{x\,\max}/E_0$与密度梯度$\kappa\rho_{\rm i}$的依赖性, 其中不同的线分别表示不同的夹角$\alpha=20°$、50°、80°、85°和90°. 其他等离子体参量取值为$k_y\rho_{\rm i}=0.01$、$k_z\rho_{\rm i}=0.01$、$T_{\rm i}/T_{\rm e}=1$和$k_zv_{\rm A}/\omega=0.3$[70].

Fig. 11 Maximum strength of the electric field $E_{x\,\max}/E_0$ versus the density gradient $\kappa\rho_{\rm i}$, where the lines correspond to $\alpha=20°$, 50°, 80°, 85° and 90°, respectively. Other plasma parameters $k_y\rho_{\rm i}=0.01$, $k_z\rho_{\rm i}=0.01$, $T_{\rm i}/T_{\rm e}=1$ and $k_zv_{\rm A}/\omega=0.3$ have been adopted[70].

鉴于束流在太阳大气中的重要性, Xiang等[71]进一步研究了存在质子束流情形下, 阿尔文波共振模式转换为动力学阿尔文波机制, 相应的波动方程表示如下

$$A\frac{{\rm d}^2\bar{E}_x}{{\rm d}\bar{x}^2}+B\bar{x}\bar{E}_x-C\bar{E}_x=1\,, \tag{14}$$

其中

$$\begin{aligned}A=&\left[\left(1-\frac{n_{\rm bi}}{n_0}\frac{k_zv_{\rm bi}}{\omega}\right)\frac{T_{\rm e}}{T_{\rm i}}+\frac{3}{4}\frac{n_{\rm i}}{n_0}+\right.\\&\left.\frac{3}{4}\frac{n_{\rm bi}}{n_0}\left(1-\frac{k_zv_{\rm bi}}{\omega}\right)^2\frac{T_{\rm bi}}{T_{\rm i}}\right]\frac{k_z^2v_{\rm A}^2}{\omega^2}\,,\\B=&\left[\frac{n_{\rm i}}{n_0}+\frac{n_{\rm bi}}{n_0}\left(1-\frac{k_zv_{\rm bi}}{\omega}\right)^2\right]\kappa\rho_{\rm i}\,,\\C=&\frac{n_{\rm bi}}{n_0}\left[1-\left(1-\frac{k_zv_{\rm bi}}{\omega}\right)^2\right]\frac{k_z^2v_{\rm A}^2}{\omega^2}\,,\end{aligned} \tag{15}$$

其中$n_{\rm bi}$、$v_{\rm bi}$和$T_{\rm bi}$分别表示质子束流的密度、漂移速度和温度.

通过求解(14)式, 动力学阿尔文波的波动方程为

$$\bar{E}_x = -\pi \frac{1}{A} \left(\frac{A}{B}\right)^{\frac{2}{3}} \mathrm{Ai}_{(x'')} ,$$

$$x'' = (C - B\bar{x}) / A \left(\frac{B}{A}\right)^{\frac{2}{3}} . \tag{16}$$

图12显示了波的电场E_x/E_0与距离$x/\rho_{\rm i}$的依赖性[71], 在左图中质子束流漂移速度为$v_{\rm bi}/v_{\rm A} = 2$, 不同的线分别表示不同的质子束流密度$n_{\rm bi}/n_0 =$ 0、0.1、0.2和0.3, 在右图中质子束流密度为$n_{\rm bi}/n_0 = 0.2$, 不同的线分别表示不同的质子束流漂移速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A} =$ 0、1.5、2.5和3.5. 图13显示了电场的最大值$E_{x\,\rm max}/E_0$与质子束流漂移速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$ (左图)、质子束流密度$n_{\rm bi}/n_0$ (右图)的依赖性[71]. 在左图中不同的线分别表示不同的质子束流密度$n_{\rm bi}/n_0 =$ 0、0.1、0.2和0.3, 在右图中不同的线分别表示不同的质子束流漂移速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A} =$ 0、1.5、2.5和3.5. 从图12和13可知, 随着质子束流的密度或漂移速度增加, 电场强度的振幅也增大. 这表明质子束流能显著影响阿尔文波的共振模式转换过程, 从而促进动力学阿尔文波的激发.

3 太阳大气中等离子体加热机制

太阳磁场在日冕加热中起着主导作用[68, 72], 但是磁能如何转化为等离子体的热能, 其具体机制依然尚未清楚. 由于波的尺度与粒子动力学尺度相当, 动力学阿尔文波可能在日冕等离子体加热过程中起着重要作用. 本节将详细介绍动力学阿尔文波对黑子、冕环以及冕羽的加热机制.

3.1 黑子色球层的动力学阿尔文波加热机制

太阳黑子是太阳表面的磁性结构, 由于强磁场抑制了太阳光球层下正常的能量对流传输, 其温度比周围宁静光球层低1000–2000 K[73]. 然而, 随着高度增加, 太阳黑子温度比周围温度增加更快, 因此在色球层和日冕中太阳黑子的温度高于周围的温度[74–75]. 长期以来, 太阳黑子的加热机制一直是太阳物理学的重要问题之一. 图14给出了黑子的半经验大气模型(实线)[76], 其中上图至下图分别表示温度、电子和原子密度以及电离度, 虚线表示宁静太阳大气的结果. 从图14可知, 在光球层和低色球层, 黑子内部的温度低于背景等离子体温度. 然而, 在上色球层和日冕, 黑子内部的温度高于背景等离子体温度. 通过分析密度和电离度随高度的变化, 发现黑子加热过程与带电粒子的密度以及背景磁场强度有关.

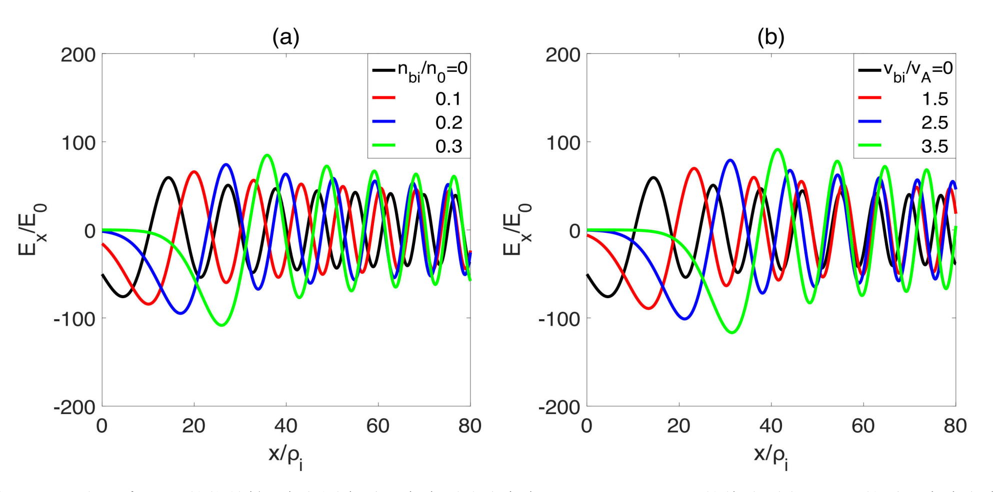


图 12 波的电场E_x/E_0与距离$x/\rho_{\rm i}$的依赖性, 在左图中质子束流漂移速度为$v_{\rm bi}/v_{\rm A} = 2$, 不同的线分别表示不同的质子束流密度$n_{\rm bi}/n_0 =$ 0、0.1、0.2和0.3, 在右图中质子束流密度为$n_{\rm bi}/n_0 = 0.2$, 不同的线分别表示不同的质子束流漂移速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A} =$ 0、1.5、2.5和3.5. 其他等离子体参量取值为$\kappa\rho_{\rm i} = 0.005$、$T_{\rm i} = T_{\rm bi} = T_{\rm e}$和$\omega/k_z v_{\rm A} = 2$[71].

Fig. 12 Wave electric field E_x/E_0 as a function of the normalized distance $x/\rho_{\rm i}$ for the proton beam drift velocity $v_{\rm bi}/v_{\rm A} = 2$ (left panel) and the proton beam density $n_{\rm bi}/n_0 = 0.2$ (right panel). In the left panel the lines correspond to $n_{\rm bi}/n_0 =$ 0, 0.1, 0.2 and 0.3, respectively. In the right panel the lines correspond to $v_{\rm bi}/v_{\rm A} =$ 0, 1.5, 2.5 and 3.5, respectively. Other plasma parameters $\kappa\rho_{\rm i} = 0.005$, $T_{\rm i} = T_{\rm bi} = T_{\rm e}$ and $\omega/k_z v_{\rm A} = 2$ have been adopted[71].

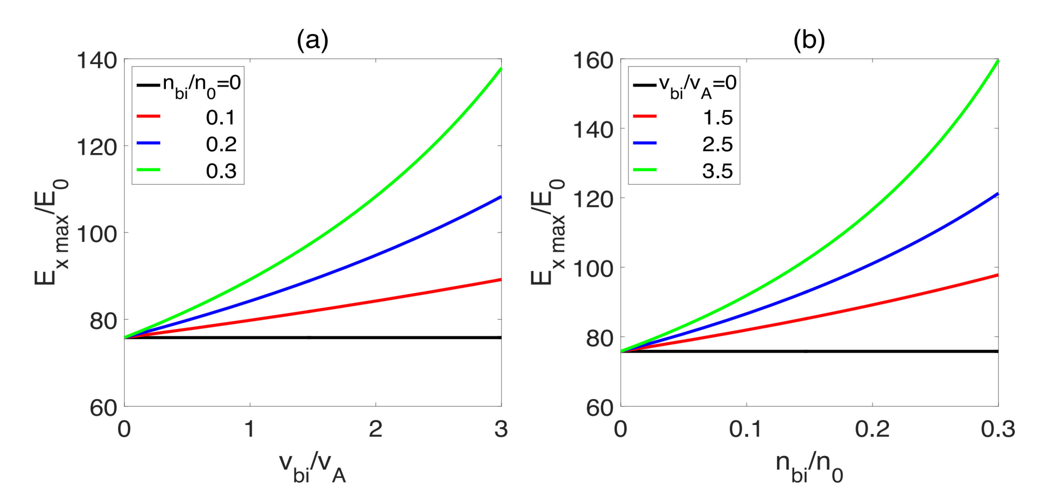


图 13 电场的最大值$E_{x\,\max}/E_0$与质子束流漂移速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$ (左图)、质子束流密度$n_{\rm bi}/n_0$ (右图)的依赖性. 在左图中不同的线分别表示不同的质子束流密度$n_{\rm bi}/n_0 = 0$、0.1、0.2和0.3, 在右图中不同的线分别表示不同的质子束流漂移速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A} = 0$、1.5、2.5和3.5. 其他等离子体参量取值为$\kappa\rho_{\rm i} = 0.005$、$T_{\rm i} = T_{\rm bi} = T_{\rm e}$和$\omega/k_z v_{\rm A} = 2$[71].

Fig. 13 Maximum strength of the electric field $E_{x\,\max}/E_0$ as functions of the proton beam drift velocity $v_{\rm bi}/v_{\rm A}$ (left panel) and the proton beam density $n_{\rm bi}/n_0$ (right panel). In the left panel the lines correspond to the proton beam density $n_{\rm bi}/n_0 = 0$, 0.1, 0.2 and 0.3, respectively. In the right panel the lines correspond to the proton beam drift velocity $v_{\rm bi}/v_{\rm A} = 0$, 1.5, 2.5 and 3.5, respectively. Other plasma parameters $\kappa\rho_{\rm i} = 0.005$, $T_{\rm i} = T_{\rm bi} = T_{\rm e}$ and $\omega/k_z v_{\rm A} = 2$ have been adopted[71].

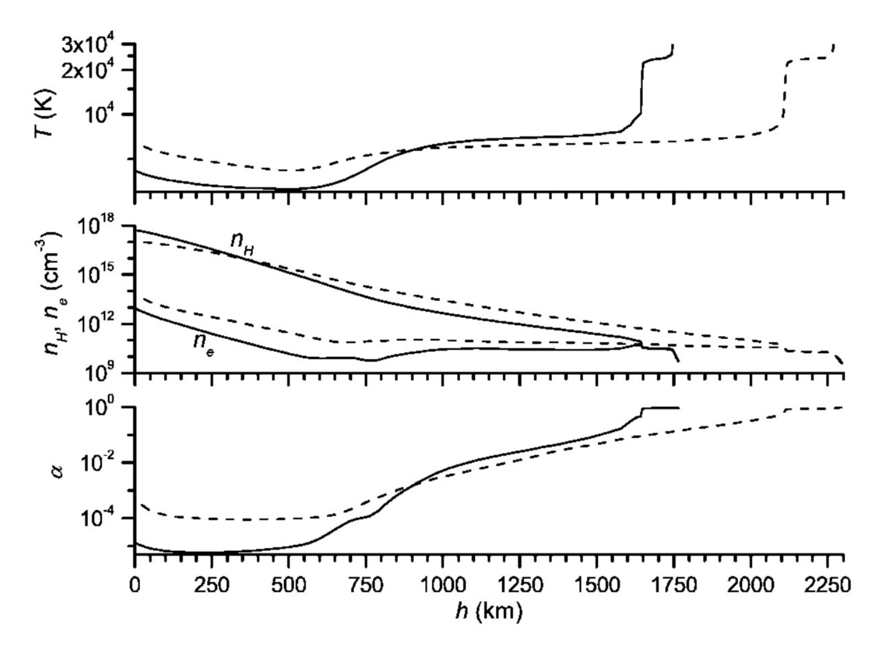


图 14 黑子的半经验大气模型(实线), 其中上图至下图分别表示温度、电子和原子密度以及电离度, 虚线表示宁静太阳大气的结果[76].

Fig. 14 Semi-empirical atmosphere model of the sunspot (solid lines). The top to bottom panels correspond to the temperature, the electron and atom density, and ionization, where the dashed lines represent those of the quiet solar atmosphere[76].

基于漂移动力学理论, Wu等[76]详细研究了声波和动力学阿尔文波对黑子加热的影响. 考虑中性原子之间的碰撞效应, 声波的加热率为

$$Q_{\mathrm{HS}} = \frac{1}{12} m_{\mathrm{H}} n_{\mathrm{H}} c_{\mathrm{s}}^2 \nu_{\mathrm{c}} \delta n^2 \,, \tag{17}$$

其中m_{H}表示氢原子质量, n_{H}表示氢原子密度, c_{s}表示声速, ν_{c}表示氢原子的碰撞频率, δn表示声波的扰动密度.

考虑焦耳耗散, 动力学阿尔文波的加热率为

$$Q_{\mathrm{HK}} = \frac{1}{2} m_{\mathrm{e}} n_{\mathrm{e}} v_{\mathrm{A}}^2 \nu_{\mathrm{ei}} \delta n_{\mathrm{K}}^2 \,, \tag{18}$$

其中m_{e}表示电子质量, n_{e}表示电子密度, ν_{ei}表示电子质子的碰撞频率, δn_{K}表示动力学阿尔文波的扰动密度.

考虑波的加热率抵消黑子辐射的冷却率, 可得到声波和动力学阿尔文波加热所需的扰动密度振幅. 图15展示了加热所需的相对密度振幅随高度的变化关系[76], 其中虚线表示动力学阿尔文波加热所需的密度振幅, 点线表示离子声波加热所需的密度振幅, 实线表示这两种波共同加热所需的密度振幅. 从图15中可知, 随着高度H增加, 动力学阿尔文波加热所需的扰动密度振幅减小, 而声波加热所需的扰动密度振幅增加. 当高度$H < 800$ km时(光球层和低色球层), 声波可以有效加热黑子, 当高度$H > 800$ km时(上色球层和日冕), 动力学阿尔文波加热黑子更高效.

3.2 冕环的动力学阿尔文波加热机制

冕环是日冕等离子体中封闭磁场区间的等离子体结构. 冕环的磁场结构通常与黑子的磁场结构有很好的空间相关性, 但是冕环较亮的地方与磁场较强的地方并不一致[77]. 冕环中等离子体加热通常是非均匀的, 部分冕环在靠近弱磁场区域往往比靠近强磁场区域更加明亮[78]. 冕环加热的物理机制在太阳物理中依然是一个悬而未决的问题. 基于漂移动力学理论, Wu等[79]详细研究了动力学阿尔文波的朗道阻尼机制对冕环加热的影响. 根据Hasegawa等[26]的理论结果, 动力学阿尔文波的朗道阻尼率为

$$\frac{\gamma}{\omega} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{B_0}{B_{\mathrm{m}}} \mathrm{e}^{-\frac{B_0^2}{2B_{\mathrm{m}}^2}} \,, \tag{19}$$

其中

$$B_{\mathrm{m}} = \sqrt{\mu_0 n_0 T_{\mathrm{e}} m_{\mathrm{i}} / m_{\mathrm{e}}} \,. \tag{20}$$

在上式中, μ_0表示真空磁导率.

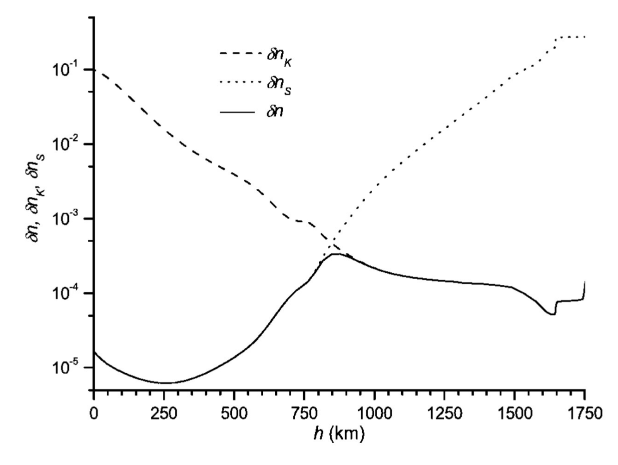


图 15　加热所需的相对密度振幅随高度的变化关系, 其中虚线、点线和实线分别表示动力学阿尔文波加热所需的密度振幅、离子声波加热所需的密度振幅和这两种波共同加热所需的密度振幅[76].

Fig. 15　Relative density amplitude required by wave heating versus the height, where the dashed, dotted and solid lines correspond to the relative density amplitude required by the KAW heating, the acoustic wave heating, and the KAW and acoustic wave combining heating, respectively[76].

图16显示了动力学阿尔文波的朗道阻尼率γ/ω和阿尔文速度与电子热速度比值$v_{\mathrm{A}}/v_{\mathrm{Te}}$的依赖性[79]. 如图16所示, 当$0.1 < v_{\mathrm{A}}/v_{\mathrm{Te}} < 2.5$时, 动力学阿尔文波的朗道阻尼可以有效发生, 且当$v_{\mathrm{A}}/v_{\mathrm{Te}} \sim 1$时, 朗道阻尼存在最大值. 这意味着当$v_{\mathrm{A}}/v_{\mathrm{Te}} \sim 1$时, 朗道共振相互作用最强. 此外, 动力学阿尔文波的耗散机制还敏感依赖于背景等离子体参量.

考虑y方向的扰动磁场与背景磁场的关系

$$\delta B_y = \delta_B B_0^{\alpha_2} \,, \tag{21}$$

其中δ_B和α_2都是常数. Wu等[79]给出了动力学阿尔文波的加热率表达式

$$Q = Q_{\mathrm{m}} \left(\frac{B_0}{B_{\mathrm{m}}}\right)^{1+\alpha_2} \mathrm{e}^{-\frac{B_0^2}{2B_{\mathrm{m}}^2}}, \tag{22}$$

其中

$$Q_{\mathrm{m}} = \omega\varepsilon\sqrt{\frac{\pi}{2}}\delta_B^2\frac{B_{\mathrm{m}}^2}{2\mu_0}. \tag{23}$$

在上式中, 当$v_{\mathrm{A}} > v_{\mathrm{Te}}$时, $\varepsilon = k_x^2\lambda_{\mathrm{e}}^2$; 当$v_{\mathrm{A}} < v_{\mathrm{Te}}$时, $\varepsilon = k_x^2\rho_{\mathrm{s}}^2$, 其中$k_x$和$\lambda_{\mathrm{e}}$分别表示$x$方向的波数和电子惯性长度.

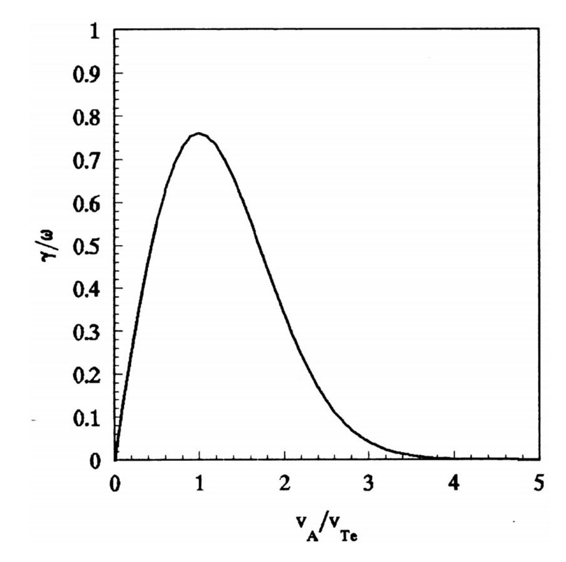


图 16 动力学阿尔文波的朗道阻尼率γ/ω与阿尔文速度和电子热速度比$v_{\mathrm{A}}/v_{\mathrm{Te}}$的变化[79]

Fig. 16 The Landau damping rate of the KAW γ/ω as a function of the ratio of the Alfvén velocity to electron thermal velocity $v_{\mathrm{A}}/v_{\mathrm{Te}}$[79]

图17显示了动力学阿尔文波的加热率Q/Q_{m}与背景磁场强度B_0的依赖性[79], 其中不同实线表示不同的等离子体参数α = 0、0.5和1. 左图表示冕环顶部参数情形, 右图表示冕环足点参数情形. 从图17可知, 动力学阿尔文波的加热率与背景磁场强度存在很强的相关性. 在冕环顶部, 有效加热率对应的磁场强度范围大于在冕环足点处有效加热率对应的磁场强度范围. 因此, 动力学阿尔文波的加热机制可以有效解释部分冕环中弱磁场区域的亮度大于强磁场区域的亮度, 且冕环顶部的亮度大于冕环足点的现象.

基于等离子体动力论理论, Xiang等[71]进一步研究了存在质子束流情形下动力学阿尔文波对冕环加热的影响. 图18显示了动力学阿尔文波的加热率Q_{m}/Q_0随着质子束流漂移速度$v_{\mathrm{bi}}/v_{\mathrm{A}}$ (左图)、质子束流密度n_{bi}/n_0 (右图)的变化关系[71], 其中左图中不同实线表示质子束流的密度n_{bi}/n_0 = 0、0.1、0.2和0.3, 右图中不同实线表示质子束流的漂移速度$v_{\mathrm{bi}}/v_{\mathrm{A}}$ = 0、1.5、2.5和3.5. 从图18可知, 随着质子束流密度或漂移速度增加, 动力学阿尔文波的加热率也增加, 这意味着质子束流能增强动力学阿尔文波的加热率. 同时, 考虑真实的日冕等离子体环境, 当波的电场满足$E_x \sim 1\ \mathrm{V\cdot m^{-1}}$时, 动力学阿尔文波携带的能量可以抵消冕环中的能量损失. 这表明质子束流能提供额外的自由能增强动力学阿尔文波的振幅, 从而更加有效地加热冕环.

基于试验粒子模型, Malara等[80]详细研究了动力学阿尔文波湍流对日冕电子的能化作用. 动力学阿尔文波湍流可以通过平行电场随机加速电子, 使其能量在几十到数百秒内达到10^2 eV量级. 电子从波动中吸收的功率与大尺度速度幅值的3次方成正比, 该值与湍流串级的功率谱相当. Singh等[81]研究了各向异性的动力学阿尔文波湍流对日冕加热的影响. 当动力学阿尔文波传播时, 相干结构发生横向坍塌, 产生湍流. 磁场波动的功率谱在波数空间中呈现很强的各向异性, 这表明非线性相互作用可以使能量在不同波数的波模之间重新分配, 引起动力学阿尔文波的能量从大尺度向小尺度串级从而耗散波能.

3.3 冕羽的动力学阿尔文波加热机制

冕羽是冕洞中开放磁场区形成的等离子体结构, 是冕洞内致密的射线状亮结构, 其密度一般为冕洞平均密度的几倍[82–83]. 冕洞中纤维的亮束宽度约为十分之一个太阳半径$R_{\odot}$, 但其长度从日冕底部一直延伸到十几个太阳半径以外. 冕羽的寿命通常为几个到几十个小时[84–85]. 如果没有一定的约束和加热机制, 冕羽是非常容易耗散, 很难长时间存在, 但是其加热机制目前仍不清楚. 图19显示了冕洞径向分布的半经验模型[84], 其中图(a)–(e)分别表示背景等离子体密度n_0、电子温度T_{e}、背景磁场强度B_0、流速v_{R}以及电子热压与磁压之比β_{e}.

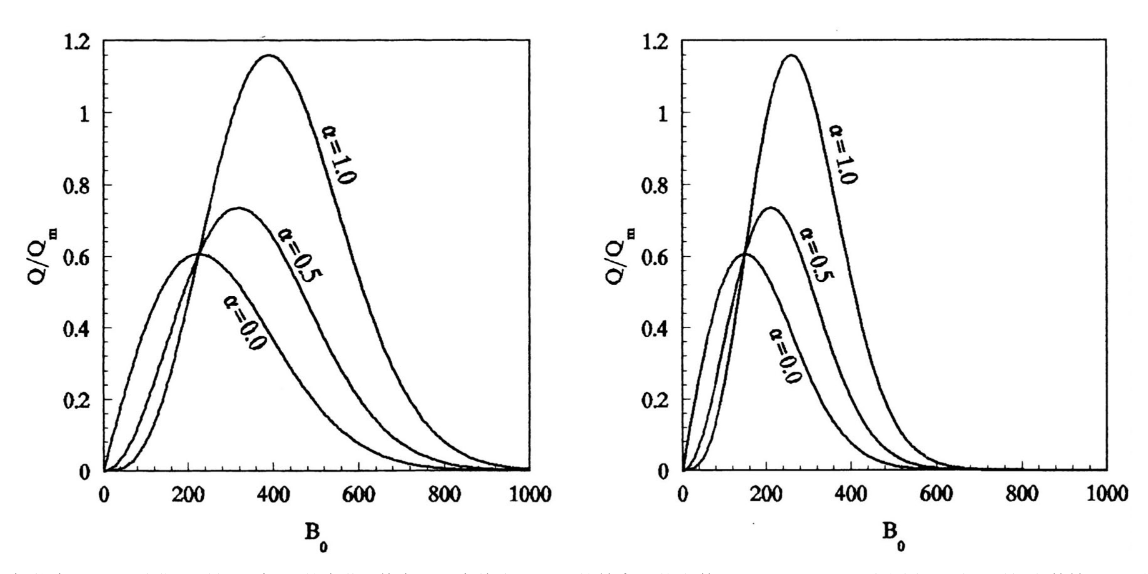


图 17 加热率$Q/Q_{\rm m}$随背景磁场强度B_0的变化, 其中不同实线表示不同的等离子体参数$\alpha = 0$、0.5和1. 左图表示冕环顶部参数情形, 右图表示冕环足点参数情形[79].

Fig. 17 The heating rate $Q/Q_{\rm m}$ as a function of the background magnetic field B_0, where the solid lines correspond to the plasma parameter $\alpha = 0$, 0.5 and 1, respectively. The left panel represents the case of the loop top, and the right panel represents that of the loop leg[79].

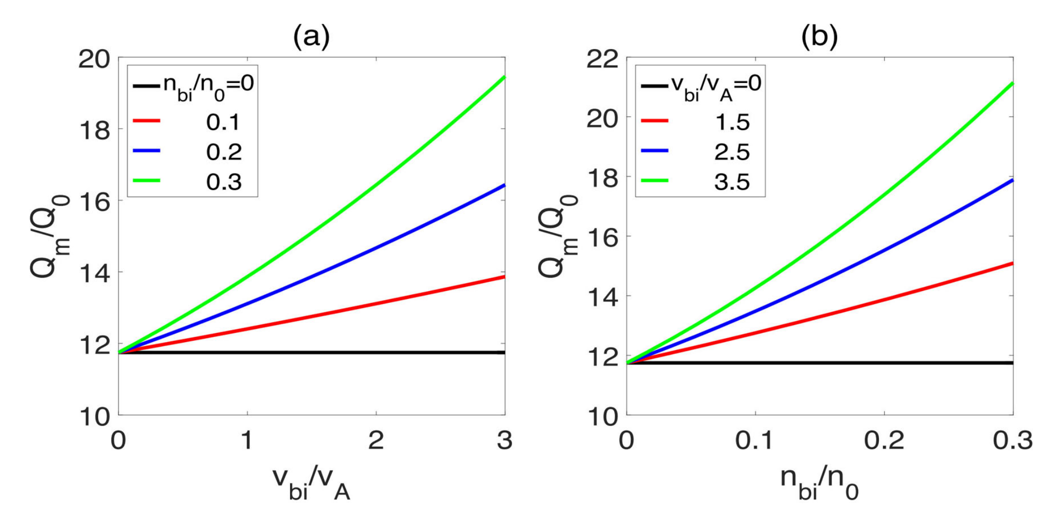


图 18 加热率$Q_{\rm m}/Q_0$随质子束流漂移速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$ (左图)、质子束流密度$n_{\rm bi}/n_0$ (右图)的变化, 左图中不同实线表示质子束流的密度$n_{\rm bi}/n_0 = 0$、0.1、0.2和0.3, 右图中不同实线表示质子束流的漂移速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A} = 0$、1.5、2.5和3.5. 其他等离子体参量为$k_x\rho_{\rm i} = 0.3$, $k_z\rho_{\rm i} = 0.005$, $\kappa\rho_{\rm i} = 0.005$以及$T_{\rm bi} = T_{\rm i} = T_{\rm e}$[71].

Fig. 18 The heating rate $Q_{\rm m}/Q_0$ as functions of the proton beam drift velocity $v_{\rm bi}/v_{\rm A}$ (left panel) and the proton beam density $n_{\rm bi}/n_0$ (right panel). In the left panel the lines correspond to $n_{\rm bi}/n_0 = 0$, 0.1, 0.2 and 0.3, respectively. In the right panel the lines correspond to $v_{\rm bi}/v_{\rm A} = 0$, 1.5, 2.5 and 3.5, respectively. Other plasma parameters $k_x\rho_{\rm i} = 0.3$, $k_z\rho_{\rm i} = 0.005$, $\kappa\rho_{\rm i} = 0.005$ and $T_{\rm bi} = T_{\rm i} = T_{\rm e}$ have been adopted[71].

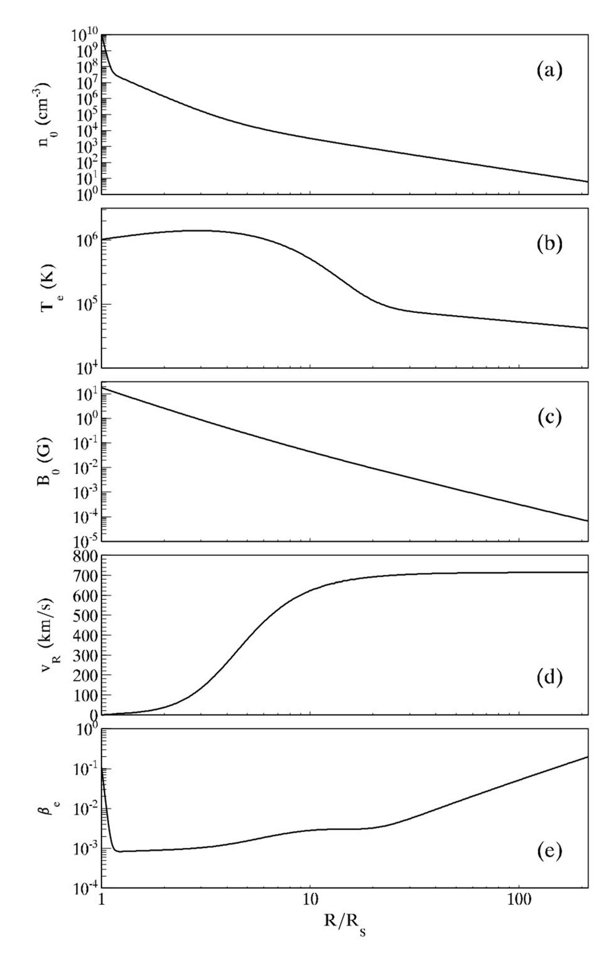


图 19 冕洞径向分布的半经验模型, 其中图(a)–(e)分别表示等离子体密度n_0, 电子温度T_e, 磁场强度B_0, 流速v_R以及等离子体β_e[86].

Fig. 19 Semi-empirical model of plasma parameters for the radial distribution of the coronal hole, where panels (a) to (e) represent the plasma density n_0, electron temperature T_e, background magnetic field B_0, flow velocity v_R and plasma β_e, respectively[86].

基于冕洞的径向太阳风模型, Wu等[86]详细研究了冕羽中动力学阿尔文波的波粒共振相互作用对电子加热的影响. 动力学阿尔文波的加热率为

$$Q=\sqrt{\frac{n_b}{n_0}}Q_b e^{\frac{n_0}{2n_b}}\left(1-\frac{n_b}{n_0}\right), \tag{24}$$

其中

$$Q_b=\sqrt{\frac{\pi}{2}}\omega\frac{v_A^2}{c^2}U_B\sqrt{\frac{n_0}{n_b}}e^{-\frac{n_0}{2n_b}},$$
$$U_B=\frac{|\delta B_y|^2}{2\mu_0}. \tag{25}$$

图20显示了冕羽中等离子体参量的径向分布[86], 其中图(a)–(d)分别表示共振参量α_c、动力学阿尔文波的耗散率ϵ、辐射损失率Q_L以及动力学阿尔文波加热所需的磁场强度$\delta B/B_0$. 从图20可知, 在1.1–10$R_\odot$距离处的冕羽中, 共振条件满足$\alpha_c\sim 1$, 这意味着动力学阿尔文波的朗道共振相互作用在冕羽加热中起重要作用. 在1.1–10$R_\odot$距离处的冕羽中, 动力学阿尔文波的耗散率$\epsilon \geqslant 10^{-5}$, 其加热冕羽所需的磁场强度$\delta B \leqslant 10^{-3}B_0$. 这表明, 在冕羽中动力学阿尔文波可以有效地进行波能耗散, 从而使波能转化为粒子热能, 且其携带的波能足够加热冕羽.

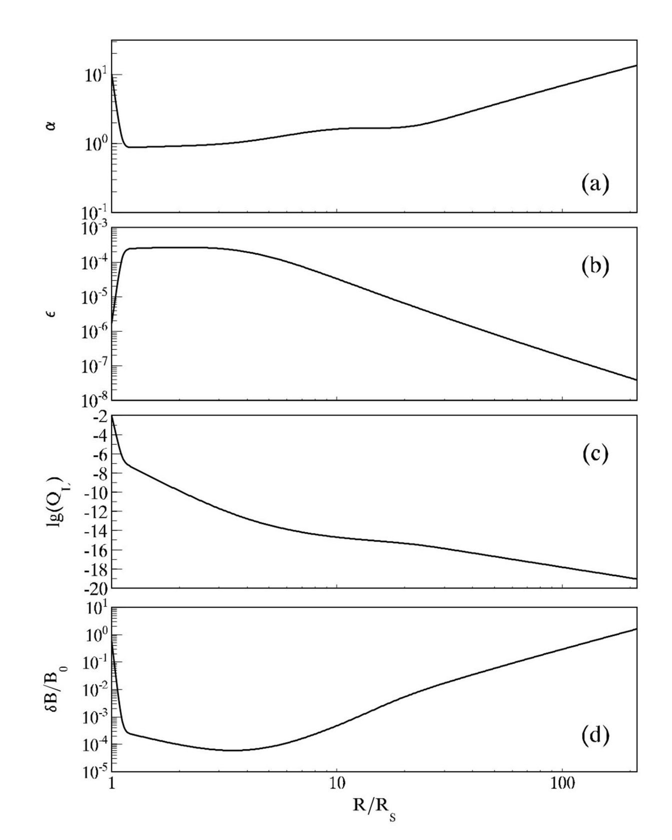


图 20 冕羽中等离子体参量的径向分布, 其中图(a)–(d)分别表示共振参量α_c、动力学阿尔文波的耗散率ϵ、辐射损失率Q_L以及动力学阿尔文波加热所需的磁场强度$\delta B/B_0$[86].

Fig. 20 Radial distribution of plasma parameters for the coronal plume, where panels (a) to (d) represent the resonant parameters α_c, the dissipative parameters of KAWs ϵ, the radiative cooling rate Q_L and the magnetic field strength required by the KAW heating $\delta B/B_0$, respectively[86].

4 总结

阿尔文波是磁化等离子体中最重要的低频波动模式, 也是太阳与空间等离子体环境中能量输运的重要方式之一[87–88]. 动力学阿尔文波是垂直波长接近离子回旋半径或电子惯性长度的色散阿尔文波[15–16], 在等离子体粒子加热、加速或反常输运等现象中起重要作用, 已被广泛应用于解释日冕非均匀加热、黑子加热、冕环加热以及冕羽加热等观测现象[76, 79, 86]. 因此, 在太阳和空间等离子体中, 动力学阿尔文波的激发和耗散机制一直是引起人们广泛的兴趣和备受关注的研究课题. 本综述主要概括了太阳大气中动力学阿尔文波的激发机制及其波粒相互作用所取得的一系列研究成果和进展.

太阳大气中动力学阿尔文波几种常见的激发机制如下: 质子或电子温度各向异性不稳定性、场向电流不稳定性、电子束流不稳定性、密度梯度不稳定性以及共振模式转换. 相关研究的主要结论如下: (1)质子或电子温度各向异性不稳定性要求等离子体β值比较高时才能有效激发, 且电子温度各向异性比质子温度各向异性更有效激发动力学阿尔文波; (2)场向电流不稳定性也是激发动力学阿尔文波的重要机制. 当场向电流的漂移速度大于阿尔文速度时, 场向电流能有效激发动力学阿尔文波, 且随着场向电流的漂移速度增加, 波的生长率和波数范围都增加; (3)电子束流不稳定性可以有效激发动力学阿尔文波, 且当电子束流的漂移速度在$8 < v_{\rm b}/v_{\rm A} < 10$区间时, 波的生长率到达最大值; (4)在密度非均匀不稳定性激发动力学阿尔文波的情形下, 强的密度梯度更有利于激发动力学阿尔文波. 随着密度非均匀性空间尺度k_x/κ_0增加, 波的生长率先增加后减小. 随着密度振幅n_0^*/n_0增加, 波的最大生长率几乎保持不变; (5)在弱密度非均匀等离子体情形下, 阿尔文波的共振模式转换能有效激发动力学阿尔文波, 其激发强度敏感依赖于密度梯度与背景磁场夹角α、密度梯度$\kappa\rho_{\rm i}$. 此外, 质子束流可以有效增强动力学阿尔文波的振幅.

在太阳大气中, 动力学阿尔文波的耗散对黑子加热、冕环加热以及冕羽加热等能化现象都有影响, 相关研究结论如下: (1)对于黑子的加热过程, 在光球层和低色球层区域, 声波有效加热黑子; 而在上色球层和日冕区域, 动力学阿尔文波更有效加热黑子; (2)对于冕环的加热过程, 动力学阿尔文波的朗道共振耗散敏感依赖于背景磁场, 因而在部分冕环中弱磁场区域的动力学阿尔文波加热率可以大于强磁场区域中的加热率. 在冕环顶部动力学阿尔文波的有效加热区间比在冕环底部的有效加热区间更大, 因此, 动力学阿尔文波对冕环顶部的加热效应更强; (3)对于冕羽的加热过程, 动力学阿尔文波通过朗道共振阻尼可以有效地进行波能耗散, 使波能转化为粒子热能, 从而加热冕羽.

从光球层至日冕中, 可能的加热过程简述如下: 在光球层和低色球层区域, 等离子体加热主要来源于声波的中性原子碰撞耗散机制; 在上色球层区域, 等离子体加热来源于动力学阿尔文波的电子-离子碰撞耗散机制; 在过渡区和日冕中, 动力学阿尔文波的朗道共振阻尼机制对等离子体加热起着非常重要的作用. 目前, 有关动力学阿尔文波对日冕加热的机制都停留在理论研究阶段, Parker Solar Probe和Solar Orbiter卫星的成功发射将带来靠近太阳的局地观测数据, 从而有望促进对日冕加热机制的深入研究.

参 考 文 献

[1] Aschwanden M J, Poland A I, Rabin D M. ARA&A, 2001, 39: 175

[2] Aschwanden M J. Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions. Berlin: Springer, 2015

[3] De Moortel I, Browning P. RSPTA, 2015, 373: 20140269

[4] Wu C S, Yoon P H, Wang C B. PhPl, 2015, 22: 032901

[5] Withbroe G L, Noyes R W. ARA&A, 1977, 15: 363

[6] Linsky J L. Recent Advances in Our Understanding of Chromospheric and Coronal Heating Mechanisms//Tuominen I, Moss D, Rüdiger G. The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos. Berlin: Springer, 1991: 452-462

[7] 赵开羿, 杨志良. 天文学进展, 2011, 29: 241

[8] 王宁华. 天文学进展, 1996, 14: 204

[9] Biermann L. Z. Astrophys, 1948, 25: 161

[10] Schwarzschild M. ApJ, 1948, 107: 1

[11] Boynton G C, Torkelsson U. A&A, 1996, 308: 299

[12] Alfvén H, Lindblad B. MNRAS, 1947, 107: 211
[13] Cowling T G//Kuiper G P. The Sun. Chicago: University of Chicago, 1953: 532
[14] Piddington J H. MNRAS, 1956, 116: 314
[15] Wu D J. Kinetic Alfvén Wave: Theory, Experiment, and Application. Beijing: Science Press, 2012
[16] Wu D J, Chen L. Kinetic Alfvén Waves in Laboratory, Space, and Astrophysical Plasmas. Nanjing: Nanjing University Press, 2021
[17] Lysak R L, Lotko W. JGRA, 1996, 101: 5085
[18] Hollweg J V. JGRA, 1999, 104: 14811
[19] Cramer N F. The Physics of Alfvén Waves. Berlin: Wiley-VCH, 2001
[20] Cross R. An Introduction to Alfvén Waves. England: IOP Publishing, 1985
[21] Chen L, Wu D J. PhPl, 2011, 18: 072110
[22] Liu D J, Chen L. PhyS, 2011, 84: 025506
[23] Chen L, Hasegawa A. PhFl, 1974, 17: 1399
[24] Chen L, Hasegawa A. JGR, 1974, 79: 1033
[25] Hasegawa A, Chen L. PhRvL, 1975, 35: 370
[26] Hasegawa A, Chen L. PhFl, 1976, 19: 1924
[27] Goertz C K, Boswell R W. JGRA, 1979, 84: 7239
[28] Wu D J. CoTPh, 2003, 39: 457
[29] Tomczyk S, McIntosh S W, Keil S L, et al. Science, 2007, 317: 1192
[30] Jess D B, Mathioudakis M, Erdélyi R, et al. Science, 2009, 323: 1582
[31] McIntosh S W, De Pontieu B, Carlsson M, et al. Nature, 2011, 475: 477
[32] Woo R. Nature, 1996, 379: 321
[33] Woo R, Habbal S R. ApJ, 1997, 474: L139
[34] Wu D J, Huang J, Tang J F, et al. ApJ, 2007, 665: L171
[35] Klimchuk J A. RSPTA, 2015, 373: 20140256
[36] Schmelz J T, Winebarger A R. RSPTA, 2015, 373: 20140257
[37] Yoon P H, Wu C S, De Assis A S. PhFlB, 1993, 5: 1971
[38] Chen L, Wu D J. PhPl, 2010, 17: 062107
[39] Malovichko P, Voitenko Y, De Keyser J. ApJ, 2014, 780: 175
[40] Chen L, Wu D J, Huang J. JGRA, 2013, 118: 2951
[41] Chen L, Wu D J. ApJ, 2012, 754: 123
[42] Chen L, Wu D J, Hua Y P. PhRvE, 2011, 84: 046406
[43] Voitenko Y M. SoPh, 1998, 182: 411
[44] Chen L, Wu D J, Zhao G Q, et al. ApJ, 2014, 793: 13
[45] Duan S P, Li Z Y. ChA&A, 2005, 29: 1
[46] Duan S P, Li Z Y, Liu Z X. P&SS, 2005, 53: 1167
[47] Wu D J, Chen L. ApJ, 2013, 771: 3
[48] Chen L, Wu D J, Zhao G Q, et al. JGRA, 2015, 120: 61
[49] Sridhar S, Goldreich P. ApJ, 1994, 432: 612
[50] Goldreich P, Sridhar S. ApJ, 1995, 438: 763
[51] Goldreich P, Sridhar S. ApJ, 1997, 485: 680
[52] Voitenko Y, Goossens M. SoPh, 2002, 209: 37
[53] Shukla P K, Stenflo L. Nonlinear Phenomena Involving Dispersive Alfvén Waves//Passot T, Sulem P L. Nonlinear MHD Waves and Turbulence. Berlin: Springer, 1999: 1
[54] Kletzing C A. JGRA, 1994, 99: 11095
[55] Stasiewicz K, Bellan P, Chaston C, et al. SSRv, 2000, 92: 423
[56] Liang J, Lin Y, Johnson J R, et al. JGRA, 2016, 121: 6526
[57] Dai L, Wang C, Zhang Y C, et al. GeoRL, 2017, 44: 634
[58] Shukla A, Sharma R P. JASTP, 2002, 64: 661
[59] Rudakov L, Mithaiwala M, Ganguli G, et al. PhPl, 2011, 18: 012307
[60] Sharma R P, Kumar S. JPlPh, 2010, 76: 239
[61] Isenberg P A, Vasquez B J. ApJ, 2019, 887: 63
[62] Gary S P, Montgomery M D, Feldman W C, et al. JGR, 1976, 81: 1241
[63] Quest K B, Shapiro V D. JGRA, 1996, 101: 24457
[64] Yoon P H. PhyS, 1995, 1995: 127
[65] Melrose D B. SoPh, 1990, 130: 3
[66] Klein K G, Verniero J L, Alterman B, et al. ApJ, 2021, 909: 7
[67] Voitenko Y, Goossens M. SSRv, 2003, 107: 387
[68] Wiegelmann T, Petrie G J D, Riley P. SSRv, 2017, 210: 249
[69] Chaston C C, Carlson C W, Peria W J, et al. GeoRL, 1999, 26: 647
[70] Xiang L, Chen L, Wu D J. ApJ, 2019, 881: 61
[71] Xiang L, Chen L, Wu D J, et al. ApJ, 2022, 936: 159
[72] Gabriel A H. RSPTA, 1976, 281: 339
[73] Avrett E H//Cram L E, Thomas J H. The Physics of Sunspots. New Mexico: SPO, 1981: 235-255
[74] Ding M D, Fang C. A&A, 1989, 225: 204
[75] 丁明德, 方成. 天文学报, 1990, 31: 276
[76] Wu D J, Fang C. ApJ, 2007, 659: L181
[77] Bray R J, Cram L E, Durrant C, et al. Plasma Loops in the Solar Corona. Cambridge: Cambridge University Press, 1991: 522
[78] Porter L J, Klimchuk J A. ApJ, 1995, 454: 499
[79] Wu D J, Fang C. ApJ, 1999, 511: 958
[80] Malara F, Nigro G, Valentini F, et al. ApJ, 2019, 871: 66
[81] Singh H D, Jatav B S. RAA, 2019, 19: 185
[82] Widing K G, Feldman U. ApJ, 1992, 392: 715
[83] Walker Jr A B C, Deforest C E, Hoover R B, et al. SoPh, 1993, 148: 239
[84] Wang Y M. ApJ, 1994, 435: L153
[85] Wang Y M, Sheeley Jr N R. ApJ, 1995, 452: 457
[86] Wu D J, Fang C. ApJ, 2003, 596: 656
[87] Alfvén H. Nature, 1942, 150: 405
[88] Galeev A A, Sagdeev R Z. Ap&SS, 1988, 144: 427

Research Progress on the Generation and Heating of Kinetic Alfvén Waves in the Solar Atmosphere

XIANG Liang[1] WU De-jin[2] CHEN Ling[2]
(1 Institute of Space Physics, Luoyang Normal University, Luoyang 471934)
(2 Key Laboratory of Planetary Sciences, Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)

Abstract Kinetic Alfvén waves (KAWs) are dispersive Alfvén waves with a perpendicular wavelength comparable to the ion gyroradius or the electron inertial length. Due to the scale of waves matching to the kinetic scale of particles, KAWs can play an important role in the heating and acceleration of particles in solar and space plasmas. Therefore, KAWs are often regarded as a candidate for the coronal heating. In this paper, the excitation and dissipation mechanisms of KAWs in the solar atmosphere are investigated systematically. Based on the coronal plasma environment, this paper introduces several excitation mechanisms of KAWs: anisotropic temperature instability, field-aligned current instability, electron beam instability, density inhomogeneity instability and resonant mode conversion. The dissipation mechanisms of KAWs in the solar atmosphere are introduced, and their effects on the plasma heating in the sunspot, coronal loop and coronal plume are also discussed. This review not only provides a reasonable theoretical basis for understanding the driving mechanism, dynamic evolution characteristics and wave-particle interaction of KAWs in the solar atmosphere, but also helps to reveal the microscopic physical mechanism of energy storage and release, as well as particle heating in the corona.

Key words Sun: corona, Sun: atmosphere, Magnetohydrodynamics, waves